

SÉRIE A N° 2760  
N° D'ORDRE : 3633

# THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences  
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Henri ANDRILLAT

1<sup>re</sup> THÈSE : Les températures électroniques des nébuleuses planétaires.

2<sup>e</sup> THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2 Avril 1955, devant la Commission d'Examen :

|            |                      |
|------------|----------------------|
| MM. DANJON | <i>Président.</i>    |
| KASTLER    | } <i>Examineurs.</i> |
| SCHATZMAN  |                      |

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7<sup>e</sup>

1955



# THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences  
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Henri ANDRILLAT

1<sup>re</sup> THÈSE : Les températures électroniques des nébuleuses planétaires.

2<sup>e</sup> THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 2 Avril 1955, devant la Commission d'Examen

MM. DANJON *Président.*

KASTLER  
SCHATZMAN } *Examineurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.

13, Quai Anatole-France

PARIS 7<sup>e</sup>

1955

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. . . . . J. PÉRÈS

## PROFESSEURS

|                                       |   |                                                   |                                    |   |                                             |
|---------------------------------------|---|---------------------------------------------------|------------------------------------|---|---------------------------------------------|
| G. JULIA. . . . .                     | T | Analyse supérieure et Algèbre supérieure.         | SOLEILLET. . . . .                 | T | Physique.                                   |
| A. DENJOY. . . . .                    | T | Théorie des fonctions.                            | FORTIER. . . . .                   | T | Mécanique expérimentale des fluides.        |
| L. LUTAUD. . . . .                    | T | Géographie physique et Géologie dynamique.        | DANJON. . . . .                    | T | Astronomie.                                 |
| E. DARMOIS. . . . .                   | T | Enseignement de Physique.                         | FROMAGEOT. . . . .                 | T | Chimie biologique.                          |
| R. LÉVY. . . . .                      | T | Physiologie comparée.                             | LAPORTE. . . . .                   | T | Physique générale et Radio-activité.        |
| FOCH. . . . .                         | T | Mécanique physique et expérimentale.              | JANET. . . . .                     | T | Mécanique analytique et Mécanique céleste.  |
| PAUTHENIER. . . . .                   | T | Électrotechnique générale.                        | PETIT. . . . .                     | T | Biologie maritime.                          |
| DE BROGLIE. . . . .                   | T | Théories physiques.                               | QUENEY. . . . .                    | T | Météorologie et dynamique atmosphérique.    |
| JOB. . . . .                          | T | Chimie générale.                                  | GALLIEN. . . . .                   | T | Biologie animale (P. C. B.).                |
| PRENANT. . . . .                      | T | Anatomie et Histologie comparées.                 | EICHHORN. . . . .                  | T | Biologie végétale (P. C. B.).               |
| GARNIER. . . . .                      | T | Géométrie supérieure.                             | DE CUGNAC. . . . .                 | T | Biologie végétale (P. C. B.).               |
| PÉRÈS. . . . .                        | T | Mécanique des fluides et applications.            | M <sup>lle</sup> CAUCHOIS. . . . . | T | Chimie-Physique.                            |
| LAUGIER. . . . .                      | T | Physiologie générale.                             | THELLIER. . . . .                  | T | Physique du Globe.                          |
| M. CURIE. . . . .                     | T | Physique (P. C. B.).                              | AUDUBERT. . . . .                  | T | Électrochimie.                              |
| VALIRON. . . . .                      | T | Calcul différentiel et Calcul intégral.           | L'HÉRITIER. . . . .                | T | Génétique.                                  |
| BARRABÉ. . . . .                      | T | Géologie structurale et Géologie appliquée.       | GRIVET. . . . .                    | T | Radio-Électricité.                          |
| G. DARMOIS. . . . .                   | T | Calcul des probabilités et Physique mathématique. | PONCIN. . . . .                    | T | Mécanique des fluides.                      |
| J. BOURCART. . . . .                  | T | Géographie physique et Géologie dynamique.        | THIRY. . . . .                     | T | Mécanique appliquée.                        |
| M <sup>me</sup> JOLIOT-CURIE. . . . . | T | Physique générale et Radio-activité.              | DUBREIL. . . . .                   | T | Arithmétique et théorie des nombres.        |
| PLANTEFOL. . . . .                    | T | Botanique.                                        | QUELET. . . . .                    | T | Chimie (P. C. B.).                          |
| CABANNES. . . . .                     | T | Recherches physiques.                             | CAGNIARD. . . . .                  | T | Géophysique appliquée                       |
| GRASSÉ. . . . .                       | T | Évolution des êtres organisés.                    | CHAMPETIER. . . . .                | T | Chimie macromoléculaire.                    |
| PRÉVOST. . . . .                      | T | Chimie organique.                                 | CUVILLIER. . . . .                 | T | Géologie structurale et Géologie appliquée. |
| BOULIGAND. . . . .                    | T | Application de l'analyse à la Géométrie.          | JUNG. . . . .                      | T | Pétrographie                                |
| CHAUDRON. . . . .                     | T | Chimie appliquée.                                 | TRILLAT. . . . .                   | T | Chimie physique.                            |
| WYART. . . . .                        | T | Minéralogie.                                      | WIEMANN. . . . .                   | T | Chimie (M. P. C.).                          |
| TEISSIER. . . . .                     | T | Zoologie.                                         | JACQUINOT. . . . .                 | T | Physique (P. C. B.).                        |
| MANGENOT. . . . .                     | T | Biologie végétale.                                | VASSY. . . . .                     | T | Physique de l'atmosphère.                   |
| P. AUGER. . . . .                     | T | Physique quantique et relativité.                 | DESTOUCHES. . . . .                | T | Théories physiques.                         |
| MONNIER. . . . .                      | T | Physiologie générale.                             | M. PRUVOST. . . . .                | T | Géologie.                                   |
| PIVETEAU. . . . .                     | T | Géologie.                                         | AMIEL. . . . .                     | T | Chimie (P. C. B.).                          |
| ROCARD. . . . .                       | T | Physique (E. N. S.).                              | HOCART. . . . .                    | T | Minéralogie.                                |
| H. CARTAN. . . . .                    | T | Mathématiques (E. N. S.)                          | J.-P. MATHIEU. . . . .             | T | Physique (P. C. B.).                        |
| LAFFITE. . . . .                      | T | Chimie générale.                                  | COUTEAUX. . . . .                  | T | Biologie animale (P. C. B.).                |
| FAVARD. . . . .                       | T | Mécanique générale.                               | MAY. . . . .                       | T | Biologie animale (P. C. B.).                |
| COULOMB. . . . .                      | T | Physique du Globe.                                | FELDMANN. . . . .                  | T | Biologie (P. C. B.).                        |
| M <sup>lle</sup> COUSIN. . . . .      | T | Biologie animale (P. C. B.).                      | GUINIER. . . . .                   | T | Physique (P. C. B.).                        |
| CHRÉTIEN. . . . .                     | T | Chimie minérale.                                  | JOST. . . . .                      | T | Biologie (P. C. B.).                        |
| P. DRACH. . . . .                     | T | Zoologie.                                         | FORTET. . . . .                    | T | Calcul des Probabilités.                    |
| KASTLER. . . . .                      | T | Physique.                                         | SCHWARTZ. . . . .                  | T | Méthodes mathématiques de la Physique.      |
| EPHRUSSI. . . . .                     | T | Génétique.                                        | CHOUARD. . . . .                   | T | Physiologie végétale.                       |
| WURMSER. . . . .                      | T | Biologie physico-chimique.                        | MALAVARD. . . . .                  | T | Aviation.                                   |
| RIVIÈRE. . . . .                      | T | Géologie (P. C. B.).                              | BRELOT. . . . .                    | T | Calcul différentiel.                        |
| GAUTHERET. . . . .                    | T | Biologie végétale (P. C. B.).                     | NORMANT. . . . .                   | T | Chimie (P. C. B.).                          |
| LUCAS. . . . .                        | T | Physique.                                         | BÉNARD. . . . .                    | T | Chimie (P. C. B.).                          |
| A. THOMAS. . . . .                    | T | Biologie cellulaire.                              | BUVAT. . . . .                     | T | Botanique (E. N. S.).                       |
| ARNULF. . . . .                       | T | Optique appliquée.                                | DUGUE. . . . .                     | T | Statistique mathématique.                   |
| Max MORAND. . . . .                   | T | Physique.                                         | GELOSO. . . . .                    | T | Chimie (S. P. C. N.).                       |
|                                       |   |                                                   | SOULAIRAC. . . . .                 | T | Psychophysiologie.                          |
|                                       |   |                                                   | ULRICH. . . . .                    | T | Physiologie végétale.                       |
|                                       |   |                                                   | MARECHAL. . . . .                  | T | Optique théorique et appliquée.             |
|                                       |   |                                                   | KIRRMANN. . . . .                  | T | Théories chimiques.                         |

Secrétaire Général. Ch. MONIER.



# LES TEMPÉRATURES ÉLECTRONIQUES DES NÉBULEUSES PLANÉTAIRES

Henri ANDRILLAT

(Observatoire de Lyon)

**SOMMAIRE.** — *Toute étude sur la physique des nébuleuses gazeuses repose sur la connaissance de deux facteurs fondamentaux : la température et la densité électroniques. J'ai cherché à déterminer les températures électroniques du plus grand nombre possible de nébuleuses planétaires observables avec le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.*

*Dans la première partie, je rappelle les travaux théoriques qui permettent d'établir les relations entre les intensités mesurables des raies et les valeurs de la température électronique.*

*Dans la deuxième partie, je déduis les températures électroniques des intensités des raies de [OIII] mesurées par spectrophotométrie photographique. J'ai utilisé deux méthodes : la méthode des diaphragmes peut être appliquée aux nébuleuses les plus brillantes et fournit la preuve de l'échelonnement des températures électroniques. La méthode des raies de l'hydrogène permet de préciser les résultats et d'étendre l'étude à des nébuleuses plus faibles. 24 nébuleuses planétaires sont étudiées et les températures électroniques obtenues s'échelonnent entre 8 000 et 27 000°. Les causes d'erreur et la précision interne des mesures sont discutées.*

*La comparaison entre ces mesures et celles d'autres auteurs, notamment les mesures photo-électriques de LILLER et ALLER conduit à certains désaccords qui peuvent être expliqués par la considération des grandeurs des images monochromatiques.*

*Les intensités des raies de l'hydrogène et de l'hélium sont également mesurées. J'ai mis en évidence une corrélation entre les températures électroniques et le degré d'ionisation de la nébuleuse, caractérisé par l'intensité des raies de l'hélium.*

*Dans la troisième partie, j'étudie le spectre continu et la discontinuité de BALMER de 6 nébuleuses planétaires. Les résultats expérimentaux sont interprétés à l'aide des théories de CILLIÉ et de SPITZER et GREENSTEIN. L'hypothèse de SEATON sur la désexcitation par chocs du niveau métastable 2s de l'hydrogène réalise le bon accord entre la théorie et l'observation.*

*L'exception de la nébuleuse N. G. C. 6 826 est expliquée par la présence d'une enveloppe HI, rendue visible par émission du continuum 2q.*

*Une récapitulation des résultats montre que l'étude du spectre continu et de la discontinuité de BALMER confirme, dans l'ensemble, l'échelonnement des températures électroniques mis en évidence par l'étude des intensités des raies de [OIII].*



## PREMIÈRE PARTIE

## GÉNÉRALITÉS ET DONNÉES THÉORIQUES

I. — ÉMISSION DES RAIES PERMISES ET DES RAIES INTERDITES  
DANS LES SPECTRES DES NÉBULEUSES GAZEUSES.

Le spectre d'une nébuleuse gazeuse est essentiellement constitué par des raies d'émission nombreuses et intenses se détachant sur un fond continu en général assez faible. La figure 1 montre le spectre de la nébuleuse planétaire N. G. C. 7 027 et son enregistrement microphotométrique. BOWEN [1] a découvert les principaux mécanismes physiques qui expliquent ces raies d'émission ; je ne rappellerai ici que la photoionisation des atomes d'hydrogène (ou d'hélium), suivie de leur recombinaison sur les divers niveaux, et l'excitation des raies interdites par chocs électroniques.

On suppose que la nébuleuse est constituée principalement d'hydrogène, fortement ionisé par le rayonnement ultraviolet d'une étoile centrale des premiers types. Le nuage électronique ainsi produit est caractérisé par la densité électronique,  $N_e$ , (nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$ ) et par la température électronique,  $T_e$ , définie en supposant une répartition maxwellienne des vitesses électroniques [2].

## II. — DÉVELOPPEMENTS THÉORIQUES.

A) *Le Décrément de BALMER :*

La recombinaison des atomes ionisés d'hydrogène sur le niveau  $n$  est accompagnée de l'émission d'un quantum  $h\nu_c$  du spectre continu correspondant et peut être suivie de la transition spontanée  $n \rightarrow n'$  avec émission du quantum  $h\nu_{nn'}$  de la raie correspondante. Les raies de la série de BALMER correspondent à  $n' = 2$ . En considérant deux cas, suivant qu'on néglige (cas A) ou qu'on admet (cas B) l'hypothèse de ZANSTRA [3 et 4] sur l'opacité de la nébuleuse aux raies de la série de LYMAN, BAKER et MENZEL [5] ont calculé les valeurs théoriques des intensités de diverses raies de la série de BALMER, en prenant celle de la raie  $H_\beta$  comme unité. Le cas B est celui qui correspond le mieux à la réalité. Les résultats de BAKER et MENZEL montrent que le décrément de BALMER est mathématiquement indépendant de la densité électronique,  $N_e$ , et pratiquement indépendant de la température électronique,  $T_e$ , pour les valeurs de cette dernière observées dans les nébuleuses. Le tableau I présente les valeurs du décrément de BALMER (cas B) dont j'aurai à faire usage par la suite.

TABLEAU I

DÉCRÉMENT DE BALMER POUR DIVERSES VALEURS DE  $T_e$  (BAKER ET MENZEL ; CAS B)

| $n$ | $T_e = 10\ 000^\circ$ | $T_e = 20\ 000^\circ$ | $T_e = 40\ 000^\circ$ |
|-----|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 3   | 2,50                  | 2,59                  | 2,71                  |
| 4   | 1,00                  | 1,00                  | 1,00                  |
| 5   | 0,51                  | 0,50                  | 0,49                  |
| 6   | 0,31                  | 0,30                  | 0,29                  |
| 7   | 0,206                 | 0,192                 | 0,179                 |
| 8   | 0,143                 | 0,130                 | 0,120                 |

B) *Les raies interdites. Les relations de Seaton entre  $N_e$ ,  $T_e$  et les rapports d'intensités des raies interdites.*

Par chocs électroniques, divers ions ou atomes peuvent être portés à des niveaux métastables où ils peuvent demeurer, grâce aux très faibles pressions qui règnent dans les nébuleuses, jusqu'à une transition spontanée qui les portera à un niveau inférieur, avec émission de la raie interdite correspondante. L'intensité de la raie interdite est :

$$(I,1) \quad I_{nm} = N_n \cdot A_{nm} \cdot h\nu_{nm}.$$

$N_n$  est le nombre d'atomes ou d'ions au niveau  $n$ , par  $\text{cm}^3$ .

$A_{nm}$  est la probabilité de transition spontanée  $n \rightarrow m$ , en  $\text{sec}^{-1}$ .

$h\nu_{nm}$  est le quantum émis au cours d'une transition.

L'intensité  $I_{nm}$  est donc l'énergie émise par  $\text{cm}^3$  et par seconde dans la transition  $n \rightarrow m$ .

Un atome peut quitter un niveau donné soit pour un niveau inférieur par transition spontanée (probabilité de transition  $A_{nm}$ ), soit pour un niveau inférieur ou supérieur, par chocs électroniques (probabilité de transition par choc :  $q_{nm}$ ). Dans les cas usuels, en numérotant de 1 à 3, par excitation croissante, le niveau fondamental et les deux niveaux métastables, on peut écrire les équations d'équilibre des niveaux 2 et 3 :

$$(I,2) \quad \begin{aligned} N_2(A_{21} + q_{21} + q_{23}) &= N_1 \cdot q_{12} + N_3(A_{32} + q_{32}) \\ N_3(A_{31} + A_{32} + q_{31} + q_{32}) &= N_1 \cdot q_{13} + N_2 \cdot q_{23}. \end{aligned}$$

Les probabilités de transition spontanée  $A_{nm}$  ont été calculées par PASTERNAK [6] puis plus récemment par GARSTANG [7].

On a d'autre part :

$$(I,3) \quad q_{nm} \equiv \alpha_{nm} \cdot N_e$$

et, si l'on admet une répartition maxwellienne des vitesses électroniques,

$$(I,4) \quad q_{nm} = q_{mn} \cdot \frac{\varpi_m}{\varpi_n} \cdot e^{\frac{-h\nu_{mn}}{kT_e}}$$

où  $\varpi_m$  et  $\varpi_n$  sont les poids statistiques des niveaux  $m$  et  $n$ .

Des équations (I,2), on tire les rapports  $N_1/N_3$  et  $N_2/N_3$  en fonction des  $A$  et des  $q$ . L'équation (I,1) montre alors que le rapport des intensités des multiplets,  $I_{21}/I_{32}$ , par exemple, est aussi une fonction des  $A$  et des  $q$ . Enfin, les équations (I,3) et (I,4) montrent comment les quantités fondamentales,  $N_e$  et  $T_e$ , s'introduisent dans ce rapport.

Les probabilités de transition par chocs électroniques,  $q_{nm}$ , ont été calculées, pour l'ion [OIII], en 1940, par HEBB et MENZEL [8].

MENZEL, ALLER et HEBB [9], puis BARBIER [10], en ont déduit une relation entre les températures électroniques et le rapport des intensités des raies de [OIII]. Mais, en 1950, BATES, FUNDAMINSKY, LEECH et MASSEY [11] ont montré que les calculs de HEBB et MENZEL étaient insuffisamment précis. Plus récemment encore, SEATON [12, 13, 14] a calculé à nouveau ces probabilités de transitions par chocs électroniques pour l'ion [OIII], puis a étendu son étude à d'autres ions particulièrement intéressants dans les spectres nébulaires : [OII], [SII], [NII]. A l'aide de ces données, il a établi [15] une relation générale entre  $T_e$ ,  $N_e$  et le rapport des intensités des multiplets d'un ion donné. Cette relation est :

$$(I,5) \quad r_m = \frac{k_m \cdot e^{(\varepsilon_{32}/t_e)}}{1 + d_2 \cdot x}$$

avec

$$(I,6) \quad r_m = \frac{I_{2,1}}{I_{3,m}}; \quad t_e = 10^{-4} \cdot T_e; \quad x = 10^{-4} \cdot N_e / t_e^{\frac{1}{2}}.$$

Il importe de voir que, dans le cas de l'ion OIII et à cause de la faible valeur de  $d_2$ ,  $r_m$  est pratiquement indépendant de  $N_e$  et, pour les petites valeurs de la densité électronique que l'on rencontre dans les nébuleuses, la relation (I,5) peut s'écrire :

$$(I,7) \quad r_m(\text{OIII}) = I_{21}/I_{32} = 8,74 \cdot e^{33.000/T_e}$$

qui permet de calculer  $T_e$ , à partir de la mesure de  $r(\text{OIII})$ , par la relation :

$$(I,8) \quad T_e = \frac{14.332}{\log_{10} r(\text{OIII}) - \log_{10} 8,74}.$$

A ce point de vue, les mesures de l'intensité des raies de [OIII] sont particulièrement favorables, puisqu'elles permettent la détermination de la température électronique,  $T_e$ , indépendamment de celle de la densité électronique  $N_e$ . C'est pourquoi j'ai fait porter les mesures exclusivement sur les raies de [OIII].

### III. — REMARQUES FONDAMENTALES.

#### 1. — La mesure du rapport :

$$(I,9) \quad r(\text{OIII}) = I(5\ 007 + 4\ 959)/I(4\ 363)$$

peut se ramener à celle, plus facile, du rapport plus petit :  $I(4\ 959)/I(4\ 363)$ .

En effet :

$$(I,10) \quad \frac{I(5\ 007)}{I(4\ 959)} = \frac{N_2 \cdot A_{5007} \cdot h\nu_{5007}}{N_2 \cdot A_{4959} \cdot h\nu_{4959}} = \frac{A_{5007} \cdot 4\ 959}{A_{4959} \cdot 5\ 007}.$$

On trouve que ce rapport est égal à 2,83 en utilisant les probabilités de transition de PASTERNAK [6] et à 2,93 en utilisant celles plus récentes de GARSTANG [7].

J'ai adopté cette dernière valeur et il vient :

$$(I,11) \quad I(5\ 007 + 4\ 959) = I(4\ 959) \cdot \left[ 1 + \frac{I(5\ 007)}{I(4\ 959)} \right] = 3,93 \cdot I(4\ 959)$$

et

$$(I,12) \quad r(\text{OIII}) = I(5\ 007 + 4\ 959)/I(4\ 363) = 3,93 \cdot \frac{I(4\ 959)}{I(4\ 363)}.$$

2. — Le rapport  $r(\text{OIII})$  est égal à :

$$(I,13) \quad r(\text{OIII}) = \frac{I(4\ 959 + 5\ 007)}{I(4\ 363)} = \frac{N_2}{N_3} \cdot \frac{A_{21} \cdot h\nu_{21}}{A_{32} \cdot h\nu_{32}}$$

d'après (I,1).

Les nombres  $N_2$  et  $N_3$  représentent les nombres d'ions [OIII] aux niveaux 2 et 3, par  $\text{cm}^3$  et les  $I$  sont les énergies émises par  $\text{cm}^3$  et par seconde au cours des transitions correspondantes. Dans la mesure du rapport  $r(\text{OIII})$ , il est légitime de remplacer  $I$  par toute quantité proportionnelle convenable. C'est ainsi que, par spectrophotométrie photographique, on mesure une grandeur proportionnelle à l'énergie émise, pour une transition donnée, par un certain volume  $V$  de la nébuleuse et pendant le temps de la pose. Il importe alors que, dans ce volume  $V$ , on puisse considérer comme constantes les densités  $N_2$  et  $N_3$  des ions [OIII]. Il en est ainsi lorsqu'on explore une petite partie de la nébuleuse avec un spectrographe à fente étroite, le spectre obtenu étant par la suite enregistré au microphotomètre dans sa partie centrale. Il n'en est plus de même si la prise du spectre s'effectue avec une fente large ou au prisme objectif et si l'on mesure les intensités globales des images nébuleuses monochromatiques ainsi obtenues, qui ne présentent pas une densité homogène sur toute leur surface et dont les dimensions diffèrent de l'une à l'autre, car, ce faisant, on fait intervenir par exemple, dans la détermination du rapport  $r(\text{OIII})$ , des régions de la nébuleuse où seules les raies 4 959 et 5 007 sont observables. L'importance de cette remarque apparaîtra nettement plus loin, lorsque je comparerai mes résultats provenant de spectres pris avec un spectrographe à fente étroite à ceux d'autres auteurs qui observent au prisme objectif ou avec un spectrographe à fente large.

*DEUXIÈME PARTIE*LES TEMPÉRATURES ÉLECTRONIQUES  
DES NÉBULEUSES PLANÉTAIRES  
DÉDUITES DES INTENSITÉS DES RAIES DE [OIII].*1) État de la question au début des recherches :*

Après les travaux de PLASKETT [16], de BERMAN [17], de WYSE [18], lorsque j'ai entrepris cette étude sur les températures électroniques des nébuleuses, en 1950, les résultats de MENZEL, ALLER et HEBB [9] étaient admis d'une façon générale ; ils constituaient d'ailleurs les seuls travaux importants sur la détermination des températures électroniques par la mesure des intensités des raies de [OIII] ; ils s'incorporaient dans l'étude générale entreprise sur la physique des nébuleuses gazeuses par MENZEL, ALLER, BAKER, HEBB, SHORTLEY et GOLDBERG, intitulée : « Physical processes in gaseous nebulae ». MENZEL, ALLER et HEBB avaient obtenu, à partir des calculs de HEBB et MENZEL [8], une relation théorique entre  $T_e$  et  $r(\text{OIII})$ . ALLER [19] avait entrepris un travail de spectrophotométrie et avait cherché à mesurer le rapport  $r(\text{OIII})$  pour quelques nébuleuses.

Pourtant, de nouvelles mesures des intensités des raies de [OIII] étaient souhaitables : les mesures d'ALLER portaient sur des spectrogrammes obtenus au prisme objectif et la mesure du rapport  $r(\text{OIII})$  était entachée d'un grave inconvénient : l'image monochromatique de [OIII] 4 363 Å était mélangée à celle de  $\text{H}\gamma$  4 340 Å et souvent les deux images étaient inséparables. Dans leurs résultats, MENZEL, ALLER et HEBB durent faire appel pour la mesure de  $I(4\ 363)$  aux estimations de WRIGHT de 1918 [20] qu'ils réduisaient à leur propre système d'intensités. La table qui contient leurs résultats est divisée en deux parties ; la première contient 11 nébuleuses pour lesquelles les intensités  $I(4\ 959 + 5\ 007)$  résultent des mesures d'ALLER ; pour 5 de ces 11 nébuleuses, l'intensité de la raie 4 363 Å a été déduite des estimations de WRIGHT. La deuxième partie contient 19 nébuleuses ; toutes les intensités sont alors empruntées au travail de WRIGHT. Les résultats de MENZEL, ALLER et HEBB montraient que, sauf pour la nébuleuse très particulière IC 4 997, toutes les températures électroniques étaient étroitement groupées autour de la valeur 10.000°.

J'entrepris donc une étude spectrophotométrique destinée à la mesure du rapport  $r(\text{OIII})$  avec un spectrographe à fente. Je faisais alors bénéficier mes mesures d'un avantage certain : l'emploi d'un spectrographe à fente étroite qui explore une petite partie de la nébuleuse seulement et évite l'inconvénient du prisme objectif signalé dans la remarque fondamentale 2 de la première partie et

qui, de plus, permet une excellente séparation de toutes les raies à mesurer. Après avoir présenté la technique des observations et des dépouillements et indiqué les difficultés inhérentes au problème particulier envisagé, je montrerai comment j'ai mis en évidence par la méthode des diaphragmes, l'échelonnement des températures électroniques puis précisé les valeurs de ces dernières par la méthode des raies de l'hydrogène.

## II) *Les observations. — Enregistrements et mesures.*

Tous les clichés ont été photographiés au spectrographe à un prisme de flint, monté sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. L'ouverture relative de ce télescope en monture NEWTON est  $f : 6$ . L'objectif du collimateur de fente du spectrographe est très légèrement plus ouvert pour conserver l'uniformité d'éclairement du champ avec des astres à diamètres apparents sensibles. L'objectif de chambre est ouvert à  $f : 3,5$  ; le rapport entre l'image de la fente sur la plaque et la grandeur réelle de cette fente est donc environ  $3,5/6$  ou  $0,6$ .

La dispersion du spectrographe est caractérisée par les nombres suivants :

|                        |                        |
|------------------------|------------------------|
| 134 Å par mm à 5 007 Å | 104 Å par mm à 4 686 Å |
| 128 Å « 4 959 Å        | 86 Å « 4 471 Å         |
| 119 Å « 4 861 Å        | 77 Å « 4 363 Å         |
|                        | 76 Å « 4 340 Å         |

Le porte-châssis permet de photographier plusieurs spectres sur la même plaque. Je n'ai pas utilisé de cache-fente, de sorte qu'en hauteur, la fente couvrait largement toute la nébuleuse et la mesure de la hauteur des raies sur le spectre permet de connaître les dimensions des images monochromatiques de la nébuleuse. Par contre, en largeur, la fente ne couvrait qu'une petite partie de la nébuleuse ; les largeurs de fente utilisées variaient entre 50 et 60 microns (soit des images de 25 à 30 microns environ sur le cliché). La distance focale du télescope est de 7,2 mètres. Pour un diamètre apparent de la nébuleuse de  $17''$  (cas le plus fréquent, par exemple N. G. C. 6 572), le diamètre de l'image nébulaire sur la fente est de 0,6 mm ; une fente de 60 microns reçoit donc  $1/10$  du diamètre nébulaire. La même fente recevrait seulement  $1/20$  du diamètre d'une nébuleuse de  $34''$  de diamètre apparent (cas de N. G. C. 7 662). La plupart des nébuleuses étudiées ont des diamètres apparents compris entre 15 et  $35''$  ; les nébuleuses plus étendues, comme N. G. C. 2 440 ( $54 \times 20''$ ) ou les nébuleuses à aspect stellaire, comme N. G. C. 6 803 ( $5''$ ) sont exceptionnelles dans la liste des nébuleuses étudiées.

La fente du spectrographe a une orientation fixe, parallèle au déplacement en ascension droite ; elle ne permet pas d'éviter l'effet de dispersion atmosphérique qui sera discuté plus loin avec les autres causes d'erreur.

Enfin, le spectrographe comporte un dispositif permettant d'introduire à volonté des diaphragmes contre la face antérieure du prisme.

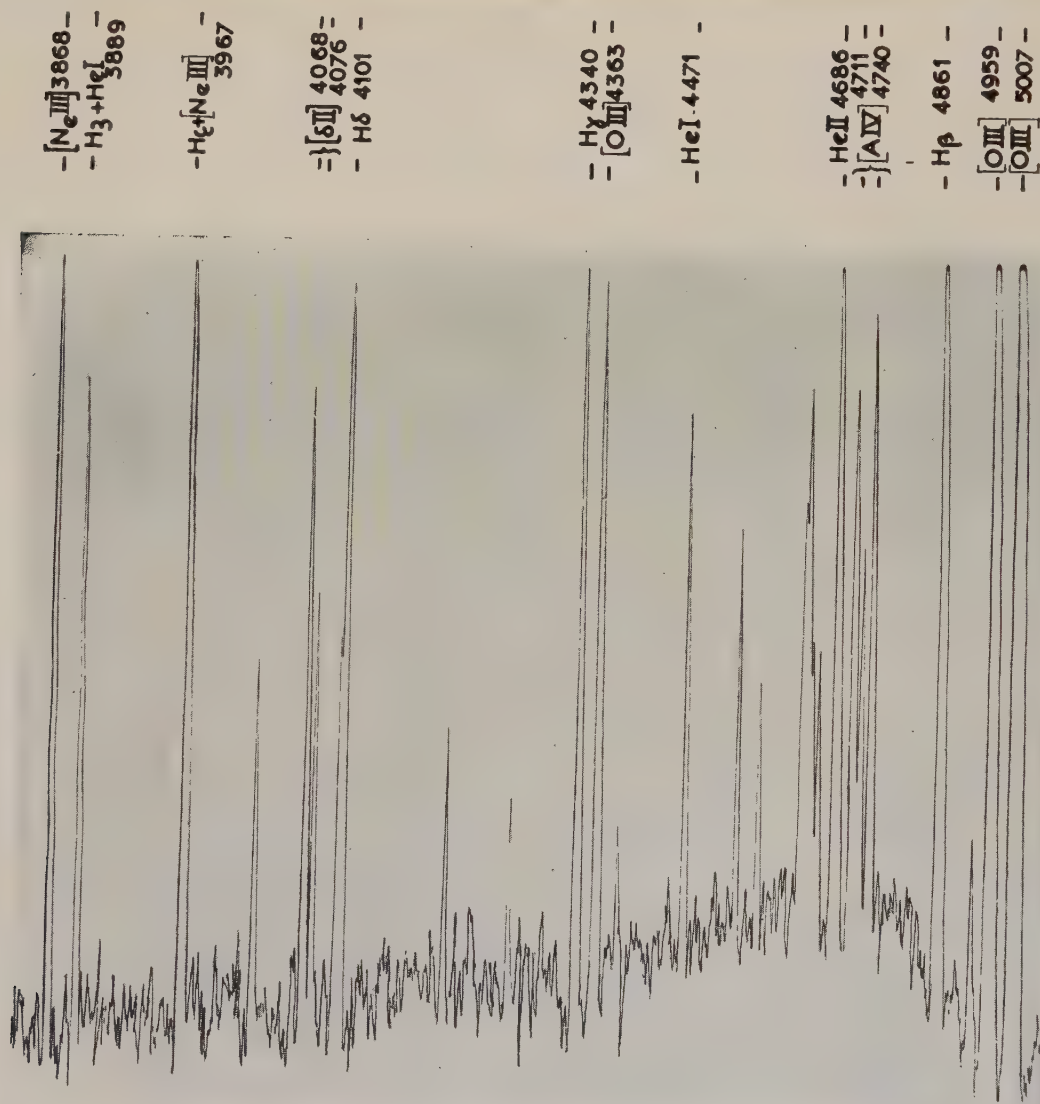


Fig. 1. — Spectre et enregistrement microphotométrique de N.G.C. 7 027.  
 (Télescope de 120 cm ; spectographe à 1 prisme ; pose 5 h 30 m).



Les spectres ont été photographiés sur plaques Eastman Kodak 103a O ou 103a G ; les plaques 103a O très sensibles sont particulièrement indiquées pour la prise des spectres des nébuleuses faibles ; pourtant, leur chute de sensibilité au delà de 5 000 Å laissait craindre que les mesures portant sur la raie de [OIII] à 5 007 Å ne soient imprécises. J'ai donc pris également des spectres sur plaques 103a G, moins sensibles dans le bleu, mais de sensibilité uniforme approximativement, jusqu'à 5 600 Å, à titre de vérification.

Chaque cliché comporte, avec les spectres de la nébuleuse, un ou plusieurs spectres d'une étoile de comparaison, voisine de la nébuleuse sur la sphère céleste et choisie dans la liste des étoiles dont le gradient a été déterminé par BARBIER et CHALONGE [21], dans l'intervalle 3 700 à 4 600 Å (longueur d'onde moyenne : 4 250 Å). Les plaques sont étalonnées photométriquement dans un spectrographe auxiliaire à optique de quartz, comportant le dispositif appelé photomètre à pénombre décrit par BARBIER [22]. Les sources lumineuses utilisées sont les lampes à vapeur de mercure et à hélium. On dispose ainsi des raies d'étalonnage suivantes :

4 358 de HgI pour les mesures de I(4 340), I(4 363), I(4 471).

4 922 de HeI pour les mesures de I(4 686), I(4 861), I(4 959).

5 016 de HeI pour les mesures de I(5 007).

Les temps de pose sont les mêmes pour les spectres nébulaires, les spectres d'étalonnage et les spectres de l'étoile de comparaison ; mais l'élargissement artificiel de ces derniers ôte sa véritable signification à la durée de leur pose. Ce point sera discuté plus amplement ci-après.

Les spectres ont été enregistrés au microphotomètre CHALONGE de l'Observatoire de Haute-Provence. Dans toute l'étendue de l'échelle utilisée, la déviation du galvanomètre est rigoureusement proportionnelle au flux transmis par le cliché (vérification effectuée par M<sup>lles</sup> BLOCH, DIVAN, DUVIGNAU). Seule, la partie centrale des raies nébulaires est analysée par la fente du microphotomètre ; on est ainsi assuré que l'enregistrement correspond à une très petite partie de la nébuleuse.

La méthode de dépouillement est identique à celle mise au point par BARBIER [22]. La figure 2 rappelle le principe des mesures : cette figure montre l'enregistrement microphotométrique d'une étoile de comparaison ; en un point P du spectre continu, la déviation du microphotomètre est  $d$ , la déviation correspondant au fond de la plaque est  $d_0$ . Sur la courbe d'étalonnage correspondant à la région spectrale à laquelle appartient le point P, on cherche un point P' (notations analogues mais accentuées) tel que

$$(II,1) \quad d'/d'_0 = d/d_0.$$

Les points P et P' correspondent à des plages photographiques produites par des éclairagements égaux ; les tableaux d'étalonnage calculés par BARBIER et contrôlés par plusieurs observateurs de l'Observatoire de Haute-Provence, font préci-

sément connaître le logarithme de l'éclairement au point  $P'$ , comme fonction de  $x$ , distance du point  $P'$  au repère fixe  $R$ . Ce logarithme est connu à une constante additive près, qui dépend de la raie d'étalonnage considérée. Cette constante étant la même pour toutes les mesures que l'on peut effectuer avec cette raie d'étalonnage, on conçoit qu'une autre mesure, analogue à celle qui vient d'être décrite, mais effectuée en un point  $P''$  du spectre nébulaire, à la même longueur d'onde, fasse

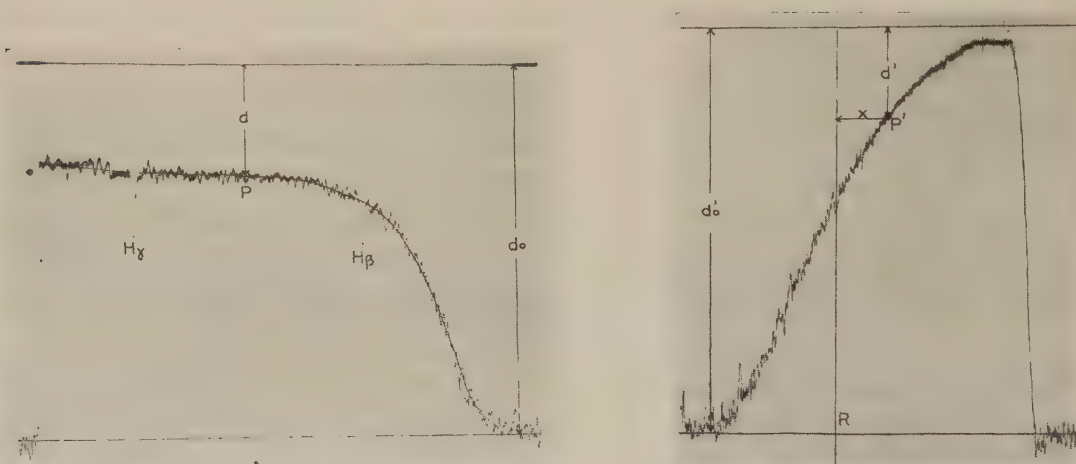


FIG. 2. — Principe des mesures photométriques.

connaître le rapport des éclairements ayant produit les plages photographiques aux points  $P''$  et  $P$ . Soient  $e''$  et  $e$  les éclairements ainsi mesurés et  $s$  la petite surface d'analyse du microphotomètre sur le spectre ; la surface  $s$  est celle d'un rectangle : sa hauteur (hauteur de l'image de la fente du microphotomètre sur le spectre) est légèrement inférieure à la hauteur du spectre élargi ; sa largeur (largeur de l'image de la fente du microphotomètre sur le spectre) est légèrement inférieure à la largeur de l'image de la fente du spectrographe sur la plaque. Le principe de la conservation du flux lumineux le long du faisceau s'écrit alors à l'aide des relations classiques suivantes :

$$(II,2) \quad \begin{aligned} F_N &= e'' \cdot s = B(\lambda) \cdot U \\ F_* &= e \cdot s = E(\lambda) \cdot S. \end{aligned}$$

Dans le cas de la nébuleuse,  $B(\lambda)$  est la brillance énergétique spectrale et le flux nébulaire,  $F_N$ , correspond à un faisceau d'étendue  $U$ . Ce faisceau est délimité dans le plan de section de la plaque, par la fraction d'image nébulaire analysée, de surface  $s$ , ce qui détermine la valeur de  $U$ .

Dans le cas de l'étoile, on écrit que le flux stellaire reçu,  $F_*$ , est le produit de l'éclat stellaire monochromatique  $E(\lambda)$ , par la surface  $S$  du miroir du télescope.

Il importe de voir que pour un cliché donné, les quantités  $s$ ,  $S$ ,  $U$  sont des

constantes géométriques et que les éclairéments mesurés,  $e''$  et  $e$ , apparaissent comme des mesures relatives des flux.

L'avantage de considérer la notion de flux consiste dans le fait que le flux est proportionnel, avec un facteur de proportionnalité indépendant de  $\lambda$ , soit à la brillance énergétique spectrale dont on connaît l'expression théorique pour le corps noir, soit à l'énergie de rayonnement émise par l'astre par  $\text{cm}^3$  et par seconde, quantité fréquemment utilisée dans les calculs théoriques.

Les mesures permettent donc d'obtenir des rapports de flux monochromatiques  $F_N(\lambda)/F_*(\lambda)$ , pour toutes les longueurs d'onde voulues. On en déduit le rapport des flux nébulaires entre deux longueurs d'onde données,  $\lambda$  et  $\lambda'$ , soit  $F_N(\lambda)/F_N(\lambda')$  si l'on connaît  $F_*(\lambda)/F_*(\lambda')$ . Ce dernier rapport s'obtient à partir de la température de couleur,  $T$ , de l'étoile, déduite de la valeur de la fonction  $\varphi(T)$ , en assimilant l'astre à un corps noir à la température  $T$ .

Pratiquement, il est commode de passer par l'intermédiaire d'un corps noir à une température arbitraire, par exemple  $20.000^\circ$ . La valeur correspondante de la fonction  $\varphi$  est 0,88 et sera désignée par  $\varphi_0$ . On obtient alors les égalités suivantes valables pour chaque valeur de la longueur d'onde et où l'on néglige les effets de la dispersion du spectrographe et des absorptions sélectives, effets que l'on discutera plus loin :

$$(II,3) \quad \frac{F'_0}{F'_*} = \frac{F_0}{F_*} \quad \frac{F'_N}{F'_0} = \frac{F_N}{F_0}$$

$F'_*$  et  $F'_N$  sont respectivement les flux stellaire et nébulaire mesurés (mesures relatives décrites ci-dessus),  $F_*$  et  $F_N$  sont les flux réellement émis, tels qu'ils ont été définis ci-dessus pour l'étoile et pour la nébuleuse ; on peut les remplacer dans les équations (II,3) par toutes quantités proportionnelles convenables (facteur de proportionnalité indépendant de  $\lambda$ ).  $F'_0$  et  $F_0$  sont les quantités analogues relatives au corps noir à  $20\,000^\circ$  supposé observé dans les mêmes conditions que l'étoile.

D'après la définition même de la fonction  $\varphi(T)$ , on a :

$$(II,4) \quad \log F_0/F_* = -0,4343 \cdot (\varphi_0 - \varphi_*) \cdot n + \text{cte}$$

$n$  est le nombre d'onde égal à  $1/\lambda$ , avec  $\lambda$  exprimé en microns.

On calcule donc, à un facteur multiplicatif près, le flux nébulaire,  $F_N$ , en prenant pour fonction  $F_0(\lambda)$  ou  $F_0(n)$  les fonctions de PLANCK, exprimant la radiance énergétique spectrale du corps noir à  $20\,000^\circ$  ou toute autre quantité proportionnelle.

Les avantages de la méthode consistent dans le fait qu'il n'y a lieu de calculer la fonction de PLANCK que pour une température, à savoir  $20\,000^\circ$  ; que la valeur de la fonction  $\varphi$  n'intervient que dans l'équation (II,4) et que, si l'on dispose de plusieurs étoiles de comparaison, on peut obtenir aisément une valeur moyenne de  $F'_0$ .

### Intensités des raies nébulaires :

J'ai raisonné jusqu'à présent sur des éclairissements monochromatiques ; tels sont ceux correspondant aux raies nébulaires. Mais toutes les raies sont mesurées par rapport au spectre continu d'une étoile de comparaison et cela entraîne une importante remarque :

Soient  $\Delta x$  la largeur de la surface d'analyse  $s$ , définie ci-dessus et  $u(\lambda)$  la dispersion du spectrographe, en Å par mm par exemple. Dans le cas d'un spectre continu (étoile de comparaison par exemple), l'éclairement mesuré,  $e$ , (mêmes notations que ci-dessus), qui correspond à la surface d'analyse,  $s$ , est proportionnel en réalité à

$$\int E(\lambda) \cdot d\lambda$$

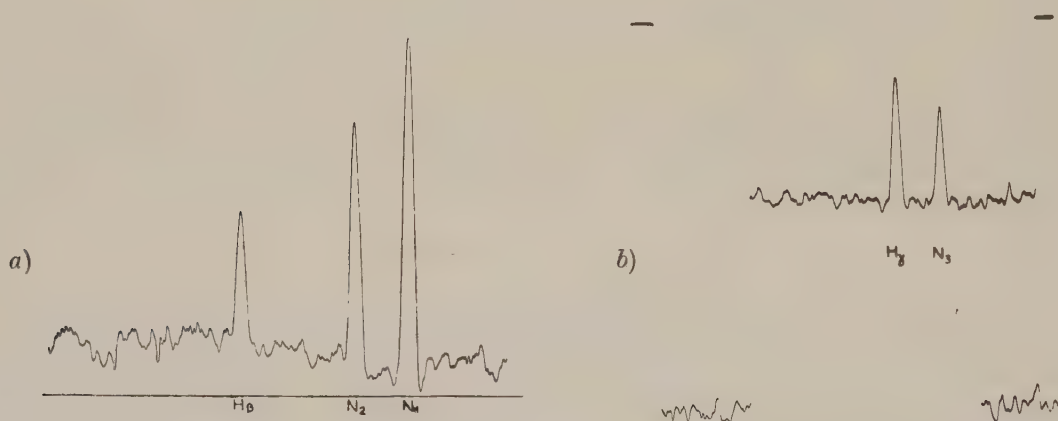


FIG. 3. — Mesure des intensités des raies nébulaires.

- a) spectre peu posé pour la mesure des intensités relatives de  $N_1$  (5 007),  $N_2$  (4 959) et  $H_\beta$  (4 861).  
 b) spectre de pose plus longue pour la mesure des intensités relatives de  $N_3$  (4 363) et  $H_\gamma$  (4 340).

$E(\lambda)$  est l'éclat stellaire monochromatique et l'intégrale est étendue à l'intervalle spectral,  $\Delta\lambda$ , qui correspond à la longueur d'onde  $\lambda$ , à la largeur de fente d'analyse  $\Delta x$ . Comme  $\Delta\lambda$  est petit et que  $E(\lambda)$  est une fonction continue, l'intégrale est approximativement égale à  $E(\lambda) \cdot \Delta\lambda$  ou encore à  $E(\lambda) \cdot u(\lambda) \cdot \Delta x$ .

Il s'agit toujours de mesures relatives ;  $\Delta x$  est une constante indépendante de  $\lambda$  ; on obtient donc, dans le cas d'un spectre continu, une mesure relative de la quantité  $E(\lambda) \cdot u(\lambda)$ , ou, en faisant intervenir les flux :  $F_*(\lambda) \cdot u(\lambda)$ .

Au contraire, dans le cas d'une raie nébulaire monochromatique, le contour de la raie sur les enregistrements est purement instrumental et la mesure est celle de  $F_N(\lambda)$  seulement.

Pour obtenir le rapport cherché  $F_N(\lambda)/F_*(\lambda)$ , il convient donc de multiplier le rapport mesuré égal à  $F_N(\lambda)/F_*(\lambda) \cdot u(\lambda)$  par la dispersion  $u(\lambda)$ .

Par contre, dans la troisième partie, où l'on compare le spectre *continu* nébulaire au spectre *continu* stellaire, soit le rapport

$$(II,5) \quad F_N(\lambda) \cdot u(\lambda) / F_*(\lambda) \cdot u(\lambda) = F_N(\lambda) / F_*(\lambda)$$

il n'y a pas lieu de corriger le rapport mesuré de la dispersion.

Pratiquement, la mesure de  $F_N(\lambda)$  est effectuée à la pointe de la raie nébulaire sur l'enregistrement et lorsque la raie nébulaire se détache sur un fond continu visible, on retranche, de l'intensité correspondant à la pointe, celle du fond continu à la même longueur d'onde (voir fig. 3).

### III) *Les difficultés du problème :*

Les difficultés sont de deux sortes : d'une part, la comparaison d'une source ponctuelle à une source étendue ; d'autre part, la mesure des grands rapports d'intensités.

#### A) *L'élargissement des spectres stellaires :*

L'enregistrement correct d'un spectre stellaire rigoureusement filiforme n'est pas possible ; en fait, la simple agitation atmosphérique provoque un petit élargissement du spectre souvent suffisant pour permettre l'enregistrement ; j'ai procédé ainsi dans quelques cas. Dans les autres cas, au contraire, j'ai élargi artificiellement le spectre stellaire par balayages répétés de la fente, obtenus en dérégulant le mouvement d'entraînement du télescope. L'enregistrement est alors plus facile mais l'égalité des temps de pose perd sa signification. Les mesures, faites au comparateur, de la hauteur des spectres élargis ou non élargis sont : 0,44 mm et 0,09 mm. La réduction du temps de pose par élargissement du spectre est donc de l'ordre de 5 fois ; GREAVES [23] a montré que des inégalités de temps de pose variant dans le rapport de 1 à 5 sont sans influence appréciable sur la valeur de la fonction  $\varphi$ , ce qui justifie ce procédé d'élargissement des spectres stellaires.

#### B) *La mesure des grands rapports d'intensités :*

Le rapport  $I(4\ 959 + 5\ 007) / I(4\ 363)$  peut atteindre la valeur 500. Aucune mesure directe n'est possible par photométrie photographique : ou les raies 4 959 et 5 007 sont surexposées, ou la raie 4 363 est sous-exposée et aucune mesure correcte d'intensité ne saurait être faite en dehors de la région de bon contraste de la plaque. Pour obvier à cette difficulté, j'ai utilisé deux méthodes : la méthode des diaphragmes et la méthode des raies de l'hydrogène.

Dans la méthode des diaphragmes, je prends plusieurs spectres de la nébuleuse, en diaphragmant le prisme différemment d'un spectre à l'autre ; les spectres les plus diaphragmés permettent la mesure des raies les plus fortes, les spectres les moins diaphragmés celle des raies faibles.

Dans la méthode des raies de l'hydrogène, j'effectue deux séries de mesures, entièrement indépendantes, sur deux spectres posés différemment ; sur un spectre

peu posé, je mesure l'intensité des raies fortes :  $I(5\ 007)$ ,  $I(4\ 959)$ ,  $I(H_\beta)$ ,  $I(H_\gamma)$  ; sur un spectre plus posé, je mesure l'intensité des raies plus faibles :  $I(4\ 363)$ ,  $I(H_\gamma)$ . Le rapport  $r(\text{OIII})$  se déduit des deux rapports :

$$I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_\beta) \quad \text{et} \quad I(H_\gamma)/I(4\ 363)$$

soit en supposant que le rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$  a sa valeur théorique 2 (voir tableau I). soit en mesurant ce rapport sur le premier spectre.

#### IV) *La méthode des diaphragmes :*

##### A) *L'étalonnage des diaphragmes :*

Les diaphragmes utilisés sont des plaques métalliques noircies, glissées contre la face antérieure du prisme et présentant des évidements rectangulaires ; la longueur constante de ce rectangle est orientée perpendiculairement à l'arête du prisme ; les diaphragmes sont désignés par les dimensions de ces rectangles ; j'ai utilisé les diaphragmes suivants :  $42 \times 42$  ;  $21 \times 42$  ;  $7,5 \times 42$  ;  $4 \times 42$  ;  $2 \times 42$  mm.

En général, deux spectres nébulaires sont pris, l'un avec le diaphragme  $42 \times 42$ , l'autre avec un petit diaphragme. Les temps de pose étant les mêmes, il est possible de traiter toutes les raies des deux spectres comme si elles appartenaient à un seul, à la condition de tenir compte en fin de calcul du facteur d'extinction du petit diaphragme par rapport au diaphragme  $42 \times 42$ . On peut évaluer ces facteurs d'extinction : j'ai, pour cela, photographié le faisceau lumineux tombant sur le prisme ; il a une section circulaire de 57 mm de diamètre ; en son centre, apparaît l'ombre projetée du petit miroir du télescope ; c'est une ellipse assimilable à un cercle de 15 mm de diamètre. Le grand diaphragme s'inscrit dans le faisceau ; il est dès lors facile de calculer les surfaces éclairées correspondant aux différents diaphragmes ; les rapports d'extinction sont les rapports de ces surfaces. On trouve ainsi, pour les différents diaphragmes et par rapport au diaphragme  $42 \times 42$  mm, les facteurs d'extinction suivants :

|                |                 |               |               |
|----------------|-----------------|---------------|---------------|
| $21 \times 42$ | $7,5 \times 42$ | $4 \times 42$ | $2 \times 42$ |
| 2,5            | 7,8             | 14,6          | 29,2          |

D'autre part, j'ai vérifié l'exactitude de ces valeurs, en prenant plusieurs spectres d'une même étoile brillante,  $\alpha$  And, chaque fois avec un diaphragme différent mais avec un même temps de pose et en mesurant photométriquement les rapports d'intensité des spectres ainsi obtenus les uns par rapport aux autres, pour diverses valeurs de  $\lambda$ .

##### B) *Les inconvénients et l'intérêt de la méthode :*

La méthode des diaphragmes suppose que les temps de pose des 2 spectres nébulaires sont effectivement égaux et que l'absorption atmosphérique notamment

ne varie pas d'une pose à l'autre. Il n'en est plus ainsi dès que les poses sont longues (plus d'une heure) ou pour des astres observés loin du zénith ou par mauvais temps. Cette méthode a donc des conditions d'application très strictes : ciel très pur, poses courtes, astres proches du zénith ; elle ne peut s'appliquer qu'à un petit nombre de nébuleuses brillantes. D'autre part, la précision avec laquelle les résultats sont obtenus dépend grandement des valeurs adoptées comme facteurs d'extinction des diaphragmes. Il faut donc surtout chercher dans les résultats de cette méthode beaucoup plus un ordre de grandeur significatif que des valeurs très précises. Néanmoins, cette méthode met clairement en évidence l'échelonnement des températures électroniques.

C) *Les résultats* : L'échelonnement des températures électroniques.

J'ai publié mes premiers résultats dans une note aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, en décembre 1950 [24]. Je n'y indiquais pas les valeurs détaillées des mesures que je savais imprécises mais seulement les températures électroniques calculées alors par la formule de MENZEL, ALLER et HEBB. En conclusion, j'insistais sur le fait que, plus que par leurs valeurs mêmes, ces résultats avaient pour intérêt de mettre l'accent sur l'échelonnement des températures électroniques. Cet échelonnement n'a pas été démenti par la suite de mes recherches et il est admis aujourd'hui, comme un fait certain, notamment par ALLER [25] et SEATON [15]. Les mesures elles-mêmes se sont avérées très imprécises et, dans les articles cités, ALLER et SEATON ont rappelé que l'application de la formule (I,8) à ces mesures conduirait à des températures inadmissibles.

Je ne tiens pas compte de ces premières mesures dans la suite de ce travail et je n'ai retenu parmi les clichés obtenus par la méthode des diaphragmes, d'août 1950 à mai 1952, que ceux qui correspondent à des conditions d'observation très favorables. De plus, j'ai pris comme critère de vérification la valeur du rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$  de valeur théorique 2. Moyennant ces précautions, les résultats indiqués ci-après permettent de montrer entre quelles limites s'échelonnent les températures électroniques.

Le tableau II donne les renseignements concernant les observations ; sont indiqués successivement : le numéro du cliché, la nébuleuse, la date d'observation, les diaphragmes utilisés, l'étoile de comparaison, le temps de pose.

Le tableau III fournit les rapports d'intensités des raies ; pour une même nébuleuse, sont indiquées les diverses déterminations et leurs valeurs moyennes. Les intensités des raies suivantes sont mesurées : [OIII] 4 959, 4 363 ;  $H_\beta$  4 861 ;  $H_\gamma$  4 340 ; HeI 4 471 ; HeII 4 686 Å. Elles sont présentées sous la forme des rapports les plus directement utilisables. Le rapport  $r(\text{OIII})$  est déduit de la valeur moyenne du rapport  $I(4\ 959)/I(4\ 363)$  par la relation (I,12) et  $T_e$  est déduit de  $r(\text{OIII})$  par la relation (I,8).

TABLEAU II  
RENSEIGNEMENTS CONCERNANT LES OBSERVATIONS DES NÉBULEUSES  
ÉTUDIÉES PAR LA MÉTHODE DES DIAPHRAGMES.

| N <sup>o</sup> | NÉBULEUSE      | DATE        | DIAPHRAGMES                   | ÉTOILE  | POSE     |
|----------------|----------------|-------------|-------------------------------|---------|----------|
| 1              | N. G. C. 7 027 | août 1950   | 42 × 42 et 4 × 42             | α Cyg.  | 30 m     |
| 2              | N. G. C. 7 662 | »           | 42 × 42 et 2 × 42             | ο And.  | 30 m     |
| 3              | N. G. C. 6 572 | »           | 42 × 42 et 21 × 42            | ε Del.  | 40 m     |
|                | N. G. C. 7 027 | »           | 42 × 42 ; 21 × 42 et 7,5 × 42 | ο And.  | 30 m     |
| 4              | N. G. C. 7 662 | sept. 1950  | 42 × 42 et 7,5 × 42           | ο And.  | 60 m     |
| 5              | N. G. C. 7 009 | »           | 42 × 42 et 7,5 × 42           | δ Cap.  | 60 m     |
| 6              | N. G. C. 6 543 | juill. 1951 | 42 × 42 et 2 × 42             | ζ Dra.  | 60 m     |
| 7              | N. G. C. 6 572 | »           | 42 × 42 et 4 × 42             | 67 Oph. | 60 m     |
| 8              | N. G. C. 7 027 | »           | 42 × 42 et 4 × 42             | τ Cyg.  | 30 m     |
| 9              | N. G. C. 7 662 | »           | 42 × 42 et 4 × 42             | ο And.  | 60 m     |
| 10             | N. G. C. 7 009 | »           | 42 × 42 et 4 × 42             | δ Cap.  | 60 m     |
| 11             | N. G. C. 6 803 | août 1951   | 42 × 42 et 4 × 42             | ε Del.  | 2 h 40 m |
| 12             | II 5 217       | »           | 42 × 42 et 4 × 42             | ο And.  | 1 h 50 m |
| 13             | N. G. C. 6 210 | mai 1952    | 42 × 42 et 21 × 42            | ζ Her.  | 1 h 15 m |

TABLEAU III  
RÉSULTATS DE LA MÉTHODE DES DIAPHRAGMES

| N <sup>o</sup><br>CLICHÉ | N. G. C. | I(H <sub>β</sub> )/I(H <sub>γ</sub> ) | I(HeI)/I(H <sub>β</sub> ) | I(HeII)/I(H <sub>β</sub> ) | I(4 959)/I(4 363) | r(OIII) | I(H <sub>γ</sub> )/I(4 363) | T <sub>e</sub> |
|--------------------------|----------|---------------------------------------|---------------------------|----------------------------|-------------------|---------|-----------------------------|----------------|
| 1                        | 7 027    | 1,93                                  |                           | 0,67                       |                   |         |                             |                |
| 3                        |          | 2,28                                  | 0,14                      | 0,67                       | 10,96             |         | 1,32                        |                |
| 8                        |          | 2 00                                  | 0,14                      | 0,74                       | 10,87             |         | 1,35                        |                |
|                          |          | 2,04                                  | 0,14                      | 0,69                       | 10,91             | 43      | 1,33                        | 21 000°        |
| 2                        | 7 662    | 2,07                                  |                           | 0,86                       | 6,39              |         | 1,90                        |                |
| 4                        |          | 2,18                                  |                           | 0,69                       | 9,00              |         | 2,53                        |                |
| 9                        |          | 2,00                                  |                           | 0,70                       | 6,26              |         | 2,35                        |                |
|                          |          | 2,08                                  |                           | 0,75                       | 7,22              | 28      | 2,26                        | 28 000°        |
| 3                        | 6 572    | 2,09                                  | 0,17                      |                            |                   |         | 3,00                        |                |
| 7                        |          | 2,08                                  | 0,15                      |                            | 23,27             |         | 2,55                        |                |
|                          |          | 2,08                                  | 0,16                      |                            | 23,27             | 91      | 2,77                        | 14 000°        |
| 5                        | 7 009    | 2,00                                  | 0,12                      | 0,18                       |                   |         | 4,76                        |                |
| 10                       |          | 2,00                                  | 0,08                      | 0,23                       | 17,73             |         | 4,70                        |                |
|                          |          | 2,00                                  | 0,10                      | 0,20                       | 17,73             | 70      | 4,73                        | 16 000°        |
| 6                        | 6 543    | 2,45                                  | 0,15                      | 0,08                       | 146,61            | 576     | 26,76                       | 8 000°         |
| 11                       | 6 803    |                                       |                           |                            | 15,94             | 63      | 3,46                        | 17 000°        |
| 12                       | II 5 217 | 1,74                                  | 0,17                      | 0,30                       | 11,51             | 45      | 2,27                        | 20 000°        |
| 13                       | 6 210    | 1,68                                  | 0,12                      |                            | 24,56             | 97      | 5,00                        | 14 000°        |

Nous ne retiendrons de ces résultats que la mise en évidence de l'échelonnement des températures électroniques entre 8 000° et 28 000° environ. Ce point acquis, il importe dès lors de bien préciser les valeurs des températures électroniques pour les nébuleuses considérées et d'étendre l'étude au plus grand nombre possible de nébuleuses. Dans ce but, j'utilise la méthode des raies de l'hydrogène.

#### V) *La méthode des raies de l'hydrogène :*

On peut séparer les raies à mesurer en deux groupes : d'une part, les raies fortes, [OIII] 5 007 et 4 959 Å,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , HeI 4 471 Å ou HeII 4 686 Å (suivant le degré d'ionisation), d'autre part, les raies faibles, [OIII] 4 363 Å et HeII 4 686 ou HeI 4 471 Å. Les raies fortes apparaissent facilement sur un spectre peu posé, (quelques minutes de pose pour la plupart des nébuleuses). Les mesures ne comportent pas de difficultés : d'intensités comparables, toutes ces raies se situent facilement dans la région de bon contraste de la plaque, moyennant quelques essais préalables de temps de pose ; il est commode, de plus, de recourir à une étoile de comparaison voisine et la courte durée de la pose permet alors de réduire au minimum l'effet relatif d'absorption atmosphérique.

Par ailleurs, on constate que la mesure du rapport  $I(H_\gamma)/I(4\ 363)$  est toujours possible, à condition de prendre un spectre avec un temps de pose suffisamment long pour que la raie [OIII] 4 363 Å apparaisse dans la région de bon contraste de la plaque ;  $H_\gamma$  n'est pas alors surexposée. La proximité spectrale de ces deux raies, 4 340 et 4 363 Å, rend négligeable tout effet d'absorption sélective et en particulier celui de l'absorption atmosphérique, quel que soit le temps de pose, et inutile le recours au spectre continu d'une étoile de comparaison. Le rapport se mesure directement à l'aide de la raie d'étalonnage du mercure à 4 358 Å, sur un spectre d'étalonnage de même temps de pose.

Pour limiter au minimum les causes d'erreur (effet de l'absorption interstellaire, de l'absorption atmosphérique, erreur sur la valeur de la fonction  $\varphi$  de l'étoile de comparaison), il y a intérêt à considérer des rapports d'intensités de raies dans des intervalles spectraux aussi petits que possible. C'est ainsi que je considère d'abord séparément le rapport  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_\beta)$  et le rapport  $I(H_\gamma)/I(4\ 363)$ .

Le tableau IV donne les renseignements concernant les clichés étudiés par la méthode des raies de l'hydrogène : le numéro du cliché, la nébuleuse, la date, l'étoile de comparaison, le temps de pose.

Le tableau V indique, pour chaque nébuleuse, les diverses déterminations et les valeurs moyennes des rapports  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_\beta)$  et  $I(H_\gamma)/I(4\ 363)$  ; le rapport  $r(\text{OIII})$  est déduit de ces valeurs moyennes en supposant que le rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$  est égal à 2 et les températures électroniques sont déduites de  $r(\text{OIII})$  par la relation (I,8). On a posé ;

(II,6)

$$I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_{\beta}) = 3,93 \cdot I(4\ 959)/I(H_{\beta})$$

d'après (I,11).

TABLEAU IV

RENSEIGNEMENTS CONCERNANT LES OBSERVATIONS DES NÉBULEUSES  
ÉTUDIÉES PAR LA MÉTHODE DES RAIES DE L'HYDROGÈNE

| N <sup>o</sup> | NÉBULEUSE      | DATE       | ÉTOILE        | POSES             |
|----------------|----------------|------------|---------------|-------------------|
| 14             | II 3 568       | mai 1952   | $\chi$ Dra.   | 30 m et 3 h       |
| 15             | II 4 593       | »          | $\gamma$ Her. | 30 m et 3 h       |
| 16             | N. G. C. 6 543 | »          | $\zeta$ Dra.  | 15 m et 2 h       |
| 17             | N. G. C. 6 572 | »          | 67 Oph.       | 20 m et 1 h 15 m  |
| 18             | N. G. C. 6 826 | août 1952  | $\delta$ Cyg. | 25 m et 2 h       |
| 19             | N. G. C. 6 741 | »          | $\delta$ Aql. | 30 m et 2 h       |
| 20             | N. G. C. 7 662 | »          | $\circ$ And.  | 30 m et 1 h       |
|                | N. G. C. 7 027 | »          | $\tau$ Cyg.   | 15 m et 40 m      |
|                | N. G. C. 6 818 | »          | $\pi$ Sgr.    | 40 m et 2 h 15 m  |
| 21             | N. G. C. 6 543 | »          | $\zeta$ Dra.  | 20 m et 50 m      |
|                | N. G. C. 6 572 | »          | 67 Oph.       | 10 m et 25 m      |
| 22             | N. G. C. 7 009 | »          | $\delta$ Cap. | 30 m et 1 h       |
| 23             | N. G. C. 7 662 | »          | $\circ$ And.  | 20 m et 1 h       |
|                | II 2 149       | »          | $\beta$ Aur.  | 30 m et 2 h       |
| 24             | N. G. C. 7 662 | janv. 1953 | $\circ$ And.  | 10 m et 20 m      |
|                | N. G. C. 1 535 | »          | $\circ'$ Eri. | 30 m et 2 h 30 m  |
|                | II 2 165       | »          | $\chi$ Ori.   | 30 m et 1 h       |
|                | II 2 149       | »          | $\beta$ Aur.  | 15 m et 1 h       |
| 25             | IC 418         | »          | $\alpha$ Lep. | 15 m et 30 m      |
|                | 2 392          | »          | $\delta$ Gem. | 20 m et 45 m      |
|                | N. G. C. 2 440 | »          | $\alpha$ CMi. | 30 m et 1 h       |
|                | N. G. C. 3 242 | »          | $\rho$ Leo.   | 30 m et 1 h       |
| 26             | N. G. C. 2 392 | »          | $\delta$ Gem. | 10 m et 25 m      |
|                | N. G. C. 3 242 | »          | $\rho$ Leo.   | 7 m et 15 m       |
| 27             | IC 351         | »          | $\circ$ Per.  | 10 m et 45 m      |
|                | J. 320         | »          | $\circ$ Per.  | 10 m et 30 m      |
|                | N. G. C. 2 022 | »          | s Mon.        | 30 m et 2 h       |
| 28             | J. 900         | »          | $\gamma$ Gem. | 5 m, 10 m et 25 m |
| 29             | N. G. C. 7 662 | déc. 1953  | $\circ$ And.  | 10 m, 30 m et 1 h |
| 30             | II 2 149       | »          | $\beta$ Aur.  | 15 m, 30 m et 1 h |
|                | II 2 165       | »          | $\rho$ Pup.   | 30 m et 1 h       |
| 31             | II 5 217       | »          | $\circ$ And.  | 30 m et 1 h       |
|                | IC 351         | »          | $\circ$ Per.  | 25 m et 2 h       |
|                | N. G. C. 1 535 | »          | $\circ$ Eri.  | 25 m et 1 h 10 m  |
|                | N. G. C. 2 392 | »          | $\circ$ Eri.  | 30 m et 1 h       |

Ainsi, les mesures portent d'une part sur les raies [OIII] 4 959 et  $H_{\beta}$  4 861 Å, d'autre part, sur les raies  $H_{\gamma}$  4 340 et [OIII] 4 363 Å.

Les nébuleuses sont classées dans l'ordre des valeurs croissantes de  $r(\text{OIII})$ .

#### VI) *Discussion des causes d'erreurs :*

Les absorptions sélectives (absorption atmosphérique et absorption interstellaire) la dispersion atmosphérique, la chute de sensibilité des plaques 103a O vers 5 000 Å, l'erreur sur la fonction  $\varphi$  de l'étoile de comparaison peuvent entraîner

TABLEAU V  
RÉSULTATS DE LA MÉTHODE DES RAIES DE L'HYDROGÈNE

| NÉBULEUSE      | $\frac{I(4\ 959)}{I(H_{\beta})}$ | $\frac{I(4\ 959 + 5007)}{I(H_{\beta})}$ | $\frac{I(H_{\gamma})}{I(4363)}$ | $r(\text{OIII})$ | $T_e$   |
|----------------|----------------------------------|-----------------------------------------|---------------------------------|------------------|---------|
| N. G. C. 7 662 | —                                | —                                       | 2,46<br>2,80<br>2,49            | —                | —       |
|                | 1,47                             | 5,77                                    | 2,58                            | 29,77            | 27 000° |
| J. 320         | 2,09                             | 8,21                                    | 1,91                            | 31,36            | 26 000° |
| N. G. C. 2 022 | 1,45                             | 5,70                                    | 3,30                            | 37,62            | 22 000° |
| N. G. C. 7 027 | 3,91                             | 15,37                                   | 1,32                            | 41,00            | 21 000° |
| 6 741          | 3,58                             | 14,07                                   | 1,56                            | 43,90            | 20 000° |
| IC 351         | 2,55<br>2,80                     | 10,02<br>11,00                          | 2,08<br>2,27                    | 45,61            | 20 000° |
| N. G. C. 2 392 | 3,71<br>3,86<br>3,78             | 14,58<br>15,17<br>14,86                 | 1,61<br>1,61<br>1,80            | 49,67            | 19 000° |
| II 3 568       | 2,82                             | 11,08                                   | 2,56                            | 56,73            | 18 000° |
| II 5 217       | 3,46                             | 13,60                                   | 2,31                            | 62,83            | 17 000° |
| N. G. C. 2 440 | 4,89                             | 19,20                                   | 1,91                            | 73,34            | 16 000° |
| N. G. C. 7 009 | 2,20                             | 8,65                                    | 4,56                            | 78,89            | 15 000° |
| N. G. C. 6 572 | 2,89<br>3,08                     | 11,36<br>12,10                          | 3,47<br>3,31                    | 79,53            | 15 000° |
|                | 2,98                             | 11,73                                   | 3,39                            |                  |         |

TABLEAU V (*suite*)

RÉSULTATS DE LA MÉTHODE DES RAIES DE L'HYDROGÈNE

| NÉBULEUSE      | I(4 959)           | I(4 959 + 5 007)   | I(H <sub>γ</sub> ) | r(OIII) | T <sub>e</sub> |
|----------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------|----------------|
|                | I(H <sub>β</sub> ) | I(H <sub>β</sub> ) | I(4 363)           |         |                |
| N. G. C. 3 242 | 3,57               | 14,03              | 2,67               | 86,46   | 14 000°        |
|                | 3,14               | 12,34              | 3,89               |         |                |
|                | 3,36               | 13,18              | 3,28               |         |                |
| II 2 165       | 5,45               | 21,42              | 2,23               | 86,81   | 14 000°        |
|                | 3,95               | 15,52              | 2,46               |         |                |
|                | 4,70               | 18,47              | 2,35               |         |                |
| N. G. C. 6 818 | 5,89               | 23,15              | 2,05               | 94,92   | 14 000°        |
| J. 900         | 2,97               | 11,67              | 4,15               | 96,86   | 14 000°        |
| N. G. C. 1 535 | 4,56               | 17,92              | 3,24               | 128,12  | 12 000°        |
|                | 5,44               | 21,38              | 3,28               |         |                |
|                | 5,00               | 19,65              | 3,26               |         |                |
| IC 418         | 0,515              | 2,024              | 32,45              | 131,36  | 12 000°        |
| N. G. C. 6 826 | 1,49               | 5,86               | 13,36              | 156,58  | 11 000°        |
| II 4 593       | 1,50               | 5,90               | 14,78              | 174,40  | 11 000°        |
| II 2 149       | 2,10               | 8,25               | 15,47              | 195,00  | 11 000°        |
|                | 2,03               | 7,98               | 12,50              |         |                |
|                | 1,48               | 5,82               | 12,00              |         |                |
|                | 1,87               | 7,35               | 13,32              |         |                |
| N. G. C. 6 543 | 2,39               | 9,39               | 20,40              | 604,38  | 8 000°         |
|                | 3,28               | 12,91              | 33,82              |         |                |
|                | 2,84               | 11,15              | 27,11              |         |                |

des erreurs sur r(OIII) et par suite sur T<sub>e</sub> à distinguer nettement des erreurs de mesure proprement dites ; j'envisage successivement ces diverses causes d'erreurs :

A) *L'absorption atmosphérique :*

Si D<sub>0</sub>(λ) est la densité optique de l'atmosphère au zénith, la correction d'absorption atmosphérique à apporter au logarithme d'une intensité mesurée de raie nébulaire est :

$$D_0(\lambda) \cdot (\sec \zeta_N - \sec \zeta_*)$$

ζ<sub>N</sub> et ζ<sub>\*</sub> étant les distances zénithales respectives de la nébuleuse et de l'étoile de

comparaison, à l'instant du milieu de la pose. Par de belles nuits transparentes, on peut considérer que l'absorption est due à la diffusion moléculaire pure et, à l'altitude de l'Observatoire de Haute-Provence, on montre que :

$$(II,7) \quad D_0(\lambda) = 0,0038.\lambda^{-4} \quad [26]$$

$\lambda$  est exprimé en microns.

Si la nuit est brumeuse, on peut admettre l'expression plus générale :

$$(II,8) \quad D_0(\lambda) = 0,0038.\lambda^{-4} + \text{cte}$$

Les poses sont courtes ; l'étoile est choisie au voisinage immédiat de la nébuleuse et l'ensemble est observé dans les conditions les plus favorables, afin que  $\zeta_N$  et  $\zeta_*$  soient aussi voisines que possible l'une de l'autre.

Dans les conditions les plus défavorables,  $\sec \zeta_N - \sec \zeta_*$  est au plus de l'ordre de l'unité. Dans l'hypothèse (II,7) ou II,8), la correction relative sur l'intervalle 4 959 à 4 861 est, en valeur absolue, 0,005.

L'erreur est encore plus petite (0,002) sur l'intervalle spectral du second rapport mesuré : 4 363 à 4 340 Å. En négligeant cette correction, on commet donc une erreur tout à fait négligeable.

B) *L'absorption interstellaire* : La détermination du rapport  $r(\text{OIII})$  est corrigée de l'effet du rougissement interstellaire, puisque je prends à *a priori* la valeur théorique 2 pour le rapport  $I(\text{H}_\beta)/I(\text{H}_\gamma)$ . Les effets résiduels sur les deux intervalles 4 959 à 4 861 et 4 363 à 4 340 Å sont négligeables. On peut aisément en avoir un ordre de grandeur : supposons que la distance de la nébuleuse soit de 1 000 parsecs et que l'absorption sélective dans sa direction soit représentée par la courbe de STEBBINS et WHITFORD [27]. Entre les longueurs d'onde 4 959 et 4 861, soit entre les nombres d'onde 2,01 et 2,05, on lit sur cette courbe que l'absorption sélective est de 0,025 magnitude environ par kiloparsec. La correction est donc de 0,01 en logarithme et peut être négligée. Elle est encore plus petite sur l'intervalle 4 363 à 4 340 Å.

C) *La dispersion atmosphérique* : L'orientation de la fente du spectrographe est fixe et parallèle au déplacement en ascension droite ; il faut donc s'assurer que, même si la fente est horizontale, elle est assez large pour laisser pénétrer toute la lumière du spectre atmosphérique correspondant à la région que l'on étudie, lorsqu'on place sur la fente l'image visuelle de l'astre, pour suivre. Le calcul de la réfraction en fonction de la longueur d'onde est classique [28]. Entre 5 000 et 4 000 Å, pour une étoile à une distance zénithale de 45° (grande distance zénithale par rapport aux conditions d'observation habituelles) la longueur angulaire du spectre est de 0"82, soit au foyer du télescope de 120 cm : 0,029 mm. Le spectre atmosphérique est donc environ deux fois plus petit que la largeur de fente (50 à 60 microns), dans les conditions les plus défavorables. La dispersion atmosphérique

est donc sans effet appréciable sur les résultats de cette étude. L'effet est sans doute plus petit que celui de la turbulence atmosphérique.

D) *La chute de sensibilité des plaques vers 5 000 Å :*

La chute de sensibilité des plaques 103a O a lieu au voisinage de la longueur d'onde 5 000 Å. La précision sur la mesure de la raie [OIII] 5 007 Å peut en être affectée ; j'ai mesuré toutefois l'intensité de cette raie toutes les fois qu'elle ne se trouvait pas surexposée ; je compare plus loin le rapport mesuré  $I(5\,007)/I(4\,959)$  à sa valeur théorique et les résultats ne semblent pas être grandement affectés par la chute de sensibilité de la plaque.

De toute manière, à 4 959 Å, la plaque garde encore une bonne sensibilité (70 à 80 % de sa sensibilité maxima). La raie de [OIII] elle-même est intense et le spectre de l'étoile de comparaison est loin d'être sous-exposé. La mesure du rapport  $I(4\,959)/I(H_{\beta})$  peut donc être considérée comme correcte. Les plaques 103a G ne présentent pas de trou de sensibilité dans cette région ; au début de mes recherches, je les ai utilisées quelquefois ; mais l'identité des résultats obtenus, pour une même nébuleuse, avec ces plaques et les plaques 103a O m'a fait préférer par la suite ces dernières à cause de leur plus grande rapidité et de leur grain plus fin.

E) *L'erreur sur la valeur de la fonction  $\varphi$  de l'étoile de comparaison et sa contribution à l'erreur sur  $T_e$  :*

D'après (II,3) et (II,4), la fonction  $\varphi$  de l'étoile de comparaison intervient dans  $\log F_N$  par l'expression :

$$- 0,4343 \cdot \varphi_* \cdot n.$$

On peut admettre sur  $\varphi_*$  une erreur absolue maxima de 0,2. On en déduit que, sur les deux intervalles spectraux, 4 959 à 4 861 et 4 363 à 4 340 Å, les erreurs correspondantes sont respectivement, en logarithme, de 0,003 et 0,0008. Elles sont négligeables.

Même en s'ajoutant, ces diverses erreurs sont négligeables devant les erreurs de mesure proprement dites que je vais discuter maintenant.

VII) *Précision interne des mesures et précision sur les températures électroniques :*

Dans le tableau V, lorsqu'on dispose de plusieurs déterminations d'un même rapport, il est possible de calculer les écarts à la valeur moyenne et l'erreur probable avec laquelle les deux rapports mesurés ont été obtenus. Le tableau VI fait connaître cet écart moyen et celui qu'on en déduit pour le rapport  $r(\text{OIII}) = 3,93 \times 2 \times I(4\,959)/I(4\,861) \times I(4\,340)/I(4\,363)$ .

Ces exemples montrent que la précision diminue rapidement lorsque le rapport à mesurer croît. Par contre, la figure 4, qui représente la variation de  $T_e$  avec  $r(\text{OIII})$ , montre que  $T_e$  varie peu lorsque  $r(\text{OIII})$  est grand. Pour fixer une limite supérieure à l'erreur sur  $T_e$ , j'admets, d'après les résultats du tableau VI, que :

$r(\text{OIII})$  est connu à 10 % près, si  $r(\text{OIII})$  est inférieur à 50 ;  
 $r(\text{OIII})$  est connu à 20 % près, si  $r(\text{OIII})$  est compris entre 50 et 100 ;  
 $r(\text{OIII})$  est connu à 40 % près, si  $r(\text{OIII})$  est supérieur à 100.

TABLEAU VI

PRÉCISION INTERNE DES MESURES

| NÉBULEUSE | I(4 959)/I(4 861) | I(4 340)/I(4 363) | $r(\text{OIII})$ | VALEUR DE<br>$r(\text{OIII})$ |
|-----------|-------------------|-------------------|------------------|-------------------------------|
| 7 662     | —                 | 10 %              | —                | —                             |
| 6 572     | 3 %               | 3 %               | 6 %              | 80                            |
| 6 543     | 15 %              | 25 %              | 40 %             | 604                           |
| II 2 149  | 20 %              | 15 %              | 35 %             | 196                           |
| 1 535     | 10 %              | 1 %               | 11 %             | 128                           |
| II 2 165  | 15 %              | 5 %               | 20 %             | 87                            |
| 2 392     | 2 %               | 8 %               | 10 %             | 50                            |
| 3 242     | 7 %               | 20 %              | 27 %             | 86                            |
| IC 351    | 5 %               | 5 %               | 10 %             | 46                            |

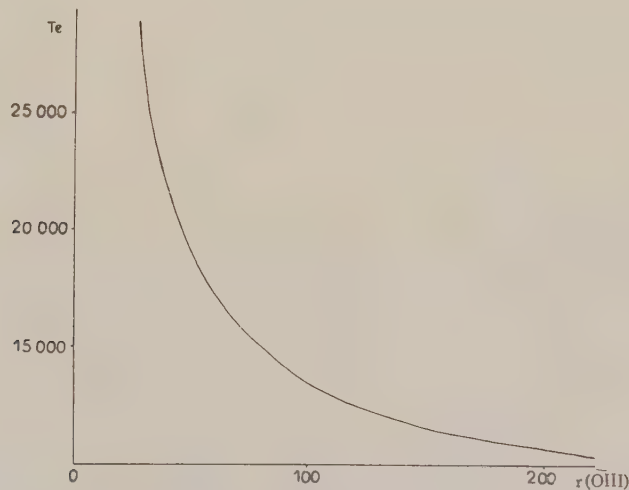


FIG. 4. — Relation entre  $T_e$  et  $r(\text{OIII})$ .  
(Formule de Seaton :  $r(\text{OIII}) = 8,74 e^{33.000/T_e}$ ).

De (I,8), on déduit :

$$(II,9) \quad \frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{\Delta \log r(\text{OIII})}{\log r(\text{OIII}) - 0,942}$$

et

$$(II,10) \quad \Delta \log r(\text{OIII}) = 0,4343 \cdot \frac{\Delta r(\text{OIII})}{r(\text{OIII})}$$

pour  $r(\text{OIII}) = 30$  (plus petite valeur mesurée de  $r(\text{OIII})$ ) :

$$(II, 11) \begin{cases} \Delta r(\text{OIII})/r(\text{OIII}) = 0,1 & |\Delta T_e/T_e| = 8\% & T_e = 27.000^\circ & |\Delta T_e| = 2\ 160^\circ \\ \text{pour } r(\text{OIII}) = 50 : \\ \Delta r(\text{OIII})/r(\text{OIII}) = 0,2 & |\Delta T_e/T_e| = 11\% & T_e = 19.000^\circ & |\Delta T_e| = 2\ 090^\circ \\ \text{pour } r(\text{OIII}) = 100 : \\ \Delta r(\text{OIII})/r(\text{OIII}) = 0,4 & |\Delta T_e/T_e| = 16\% & T_e = 13.500^\circ & |\Delta T_e| = 2\ 160^\circ. \end{cases}$$

Pour les autres valeurs de  $r(\text{OIII})$ , l'erreur sur  $T_e$  est plus petite encore ; il est donc raisonnable de conclure que les températures électroniques  $T_e$  sont déterminées à  $2\ 000^\circ$  près au plus.

#### VIII) Comparaison des résultats avec ceux d'autres auteurs :

Dans une récente étude sur les nébuleuses planétaires, LILLER et ALLER [25] ont mesuré photoélectriquement les plus fortes raies des spectres nébulaires et pour la suite de leur étude, ils adoptent des valeurs de l'intensité  $I(4\ 363)$  de diverses

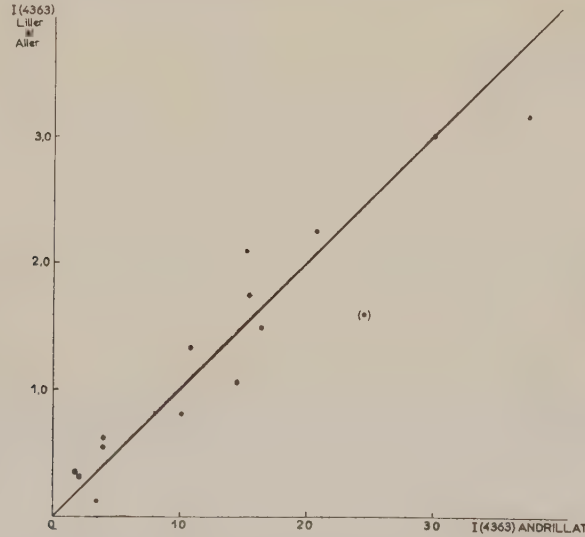


FIG. 5. — Corrélation entre les présentes mesures et celles de LILLER et ALLER pour l'intensité de la raie de  $[\text{OIII}]$  à  $4\ 363\ \text{\AA}$ .

provenances et notamment celles mesurées photographiquement par ALLER en 1941, 1951 et 1953, [19], [29], [30] et par ALLER et MINKOWSKI [31].

#### A) Le rapport $I(\text{H}_\gamma)/I(4\ 363)$ :

Le tableau VII donne les intensités de  $I(4\ 363)$  lorsque l'on prend celle de  $\text{H}_\beta$  comme unité, telles qu'elles se déduisent des résultats de la présente étude et je les compare aux mesures d'ALLER et de LILLER et ALLER. Je prends, pour valeur de  $I(4\ 363)$ , l'inverse de la quantité  $2\ \text{H}_\gamma/I(4\ 363)$ , déduite des valeurs moyennes des tableaux III et V.

La figure 5 représente la corrélation entre les mesures de  $I(4\ 363)$  admises par

LILLER et ALLER et les miennes ; elle montre que, malgré une dispersion notable des points, il n'y a pas de différences systématiques entre les deux séries de mesures. Le point entre parenthèses est le plus aberrant. Il correspond à la nébuleuse N. G. C. 6 818 ; si l'on adopte la valeur déterminée par ALLER en 1951 pour cette nébuleuse, il se place près de la droite de corrélation.

TABLEAU VII  
COMPARAISON DES MESURES DE I(4 363) AVEC CELLES DE LILLER ET ALLER ET D'ALLER

| NÉBULEUSE | ANDRILLAT | ALLER (1941) | ALLER (1951) | LILLER ET ALLER (1954) |
|-----------|-----------|--------------|--------------|------------------------|
| 1 535     | 0,153     |              | 0,190        | 0,175                  |
| II 2 149  | 0,038     |              | 0,060        | 0,060                  |
| IC 418    | 0,015     |              |              | 0,033                  |
| 2 392     | 0,299     |              |              | 0,300                  |
| 3 242     | 0,152     |              |              | 0,210                  |
| II 4 593  | 0,034     |              |              | 0,012                  |
| 6 210     | 0,100     |              |              | 0,080                  |
| 6 543     | 0,019     |              |              | 0,032                  |
| 6 572     | 0,162     | 0,090        |              | 0,150                  |
| 6 803     | 0,144     |              | 0,098        | 0,107                  |
| 6 818     | 0,244     |              | 0,210        | 0,160                  |
| 6 826     | 0,037     |              |              | 0,055                  |
| 7 009     | 0,107     | 0,103        |              | 0,135                  |
| 7 027     | 0,376     | 0,146        |              | 0,315                  |
| 7 662     | 0,206     | 0,214        |              | 0,225                  |

Ainsi dans la présente étude, les mesures de I(4 363) ou plus précisément celles du rapport  $I(H_{\gamma})/I(4\ 363)$  sont en assez bon accord avec celles adoptées par les autres auteurs. Il convient maintenant d'examiner le second rapport qui intervient dans le calcul de  $r(OIII)$ , à savoir :  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_{\beta})$ .

B) *Le rapport*  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(4\ 861)$  :

La comparaison entre les mesures photoélectriques du rapport  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_{\beta})$  par LILLER et ALLER [25] et mes mesures photographiques de ce même rapport conduit, dans le cas de certaines nébuleuses, à des désaccords importants qu'on ne saurait imputer à des erreurs de mesure. Ces désaccords proviennent essentiellement de ce que les 2 séries de mesures ne portent pas sur la même partie de la nébuleuse. LILLER et ALLER ont mesuré photoélectriquement ce rapport, estimant que, par photométrie photographique, la chute de sensibilité des plaques vers 5 000 Å pouvait rendre la mesure erronée. En fait, j'ai montré que cette chute de sensibilité n'affectait pas d'une manière appréciable les mesures de 4 959 et 4 861 Å et qu'on pouvait se dispenser de la mesure de 5 007 Å. D'autre part, la mesure

photoélectrique présente aussi des inconvénients : les raies à mesurer sont mal séparées et  $H_\beta$  est souvent assez faible pour que les mesures correspondantes sur l'enregistrement photoélectrique présentent la même difficulté que la sous-exposition photographique. De plus, ces auteurs mesurent les flux monochromatiques provenant d'une très grande partie et le plus souvent de la totalité de la nébuleuse : ils observent avec le télescope SCHMIDT CURTIS, ouvert à  $f : 3,5$  de distance focale 84 inches, soit 2,1 m, [32], et diaphragment le faisceau avec une fente de 0,17 mm qui correspond alors à  $17''$  sur le ciel. Les diamètres apparents des nébuleuses observées sont donnés dans le tableau VIII et sont extraits de [33].

J'observe, au contraire, une très petite fraction de la nébuleuse, au maximum le  $1/10$  du diamètre nébulaire. En considérant le cas le plus fréquent où les mesures de LILLER et ALLER portent sur la totalité de la nébuleuse, je suis amené, pour comparer les mesures de ces auteurs aux miennes, à effectuer le calcul approximatif suivant :

Supposons que les régions d'émission des 2 raies [OIII] 4 959 et  $H_\beta$  soient des sphères concentriques où la densité de rayonnement soit homogène ; les rayons de ces sphères sont dans le rapport des hauteurs des raies correspondantes  $h_{4959}$  et  $h_{H_\beta}$ , mesurées directement sur les spectres au comparateur. Si  $I'(4959)$  et  $I'(H_\beta)$  représentent les intensités des raies correspondantes réellement émises par  $\text{cm}^3$  dans la nébuleuse, LILLER et ALLER mesurent le rapport

$$\frac{I'(4\ 959) \cdot h_{4959}^3}{I'(H_\beta) \cdot h_{H_\beta}^3}$$

correspondant aux émissions dans la totalité des sphères.

TABLEAU VIII

COMPARAISON DES MESURES DU RAPPORT  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_\beta)$  AVEC CELLES DE LILLER ET ALLER.

| N. G. C. | DIMENSIONS<br>APPARENTES | $h_{4959}$ | $h_{H_\beta}$ | $r$  | $\rho$ | $r'$ | $\rho/r'$ |
|----------|--------------------------|------------|---------------|------|--------|------|-----------|
| 6 210    | $20 \times 13''$         | 0,33       | 0,275         | 11,5 | 16,6   | 15,1 | 1,09      |
| 6 543    | $22''$                   | 0,475      | 0,475         | 11,1 | 11,1   | 8,86 | 1,25      |
| 6 572    | $16 \times 13''$         | 0,265      | 0,25          | 11,7 | 13,1   | 15,6 | 0,84      |
| 6 818    | $22 \times 15''$         | 0,45       | 0,45          | 23,1 | 23,1   | 11,6 | 1,99      |
| 6 826    | $27 \times 24''$         | 0,83       | 0,56          | 5,86 | 12,8   | 9,32 | 1,37      |
| 7 009    | $44 \times 26''$         | 0,70       | 0,53          | 8,65 | 14,7   | 16,1 | 0,91      |
| 7 027    | $18 \times 11''$         | 0,335      | 0,275         | 15,4 | 22,2   | 20,2 | 1,09      |
| 7 662    | $32 \times 28''$         | 0,485      | 0,30          | 5,77 | 14,8   | 18,2 | 0,81      |
| 1 535    | $20 \times 17''$         | 0,425      | 0,425         | 19,7 | 19,7   | 15,4 | 1,27      |
| II 2 149 | $15 \times 10''$         | 0,36       | 0,36          | 7,35 | 7,35   | 5,4  | 1,36      |
| IC 418   | $14 \times 11''$         | 0,325      | 0,355         | 2,02 | 1,72   | 1,78 | 0,96      |

Je mesure, au contraire, les intensités émises dans des volumes assimilables à deux cylindres de même section,  $s$ , et de hauteurs  $h_{4959}$  et  $h_{H\beta}$ , soit le rapport

$$\frac{I'(4959) \cdot h_{4959}}{I'(H\beta) \cdot h_{H\beta}}$$

Je dois donc multiplier les rapports que je mesure par  $(h_{4959}/h_{H\beta})^2$  pour les comparer aux résultats de LILLER et ALLER.

Le tableau VIII fournit cette comparaison : il indique successivement : la nébuleuse observée, son diamètre apparent, les hauteurs des raies  $h_{4959}$  et  $h_{H\beta}$ , en mm, le rapport

$$r = I(4959 + 5007)/I(H\beta) = 3,93 \cdot I(4959)/I(H\beta)$$

que je mesure, le rapport  $\rho = r \cdot h_{4959}^2/h_{H\beta}^2$  que je compare au rapport  $r'$  des mêmes intensités de raies mesuré photoélectriquement par LILLER et ALLER, enfin le rapport de comparaison  $\rho/r'$ .

Les rapports  $\rho/r'$  sont alors compatibles avec les erreurs de mesure ; une nébuleuse fait exception ; c'est encore N. G. C. 6 818 ; je dispose d'une seule détermination pour cette nébuleuse et la mesure peut être très erronée ; je note pourtant qu'ALLER a trouvé en 1951 pour le rapport en question la valeur 17 en meilleur accord avec la valeur que je propose.

La figure 6 montre la diversité dans les hauteurs relatives des raies pour plusieurs nébuleuses et illustre le principe du précédent calcul.

Ainsi, pour ce second rapport également, mes mesures convenablement interprétées sont en bon accord avec celles de LILLER et ALLER ; il est essentiel de rappeler que nous ne faisons porter les mesures ni sur la même partie, ni sur la même étendue de la surface apparente nébulaire. Or, j'ai montré, (I<sup>re</sup> Partie, remarque 2), que, d'après l'établissement même de la relation entre  $T_e$  et  $r(\text{OIII})$ , les mesures doivent porter sur une région de la nébuleuse aussi petite que possible pour qu'on puisse y considérer comme uniformes les densités de population des trois niveaux  $^1S$ ,  $^1D$ ,  $^3P$ .

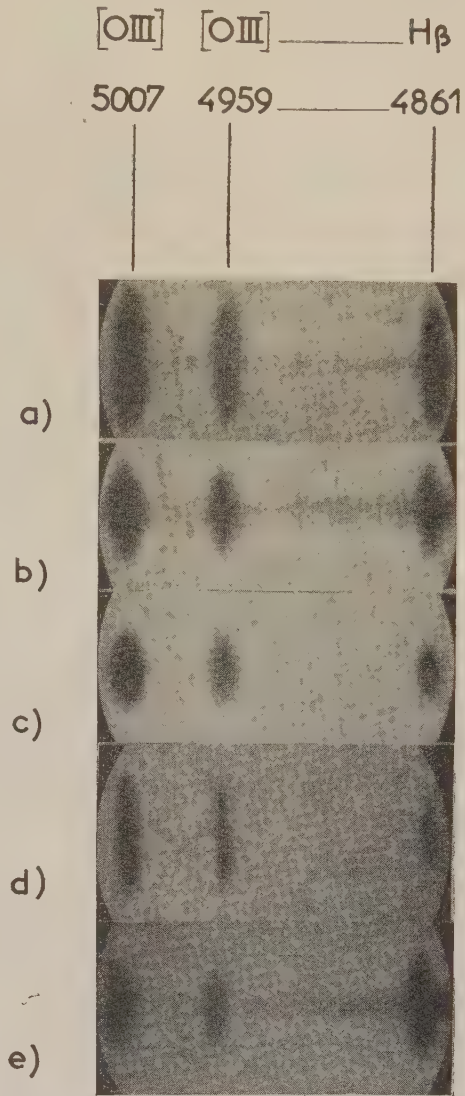


FIG. 6. — Diversité des hauteurs relatives des raies dans les spectres nébulaires : a) N.G.C. 6 543 ; b) N.G.C. 2 149 ; c) N.G.C. 6 572 ; d) N.G.C. 7 662 ; e) IC 418.

La hauteur de la raie  $H\beta$  est tantôt égale (cas a et b), tantôt inférieure (cas c et d), tantôt supérieure (cas e) à celle de la raie  $[\text{OIII}]$  à 4 959 Å.

Il conviendrait de mesurer le rapport des intensités émises par  $\text{cm}^3$ . En fait, la quantité que je mesure sur les spectres pris avec un spectrographe à fente étroite et enregistrés dans leur partie centrale n'en diffère que par le facteur  $h_{4953}/h_{\text{H}\beta}$ , voisin de l'unité. Les mesures photographiques apparaissent donc ici plus correctes que les mesures photoélectriques, malgré leur moins grande précision, car ces dernières font intervenir le facteur  $h_{4953}/h_{\text{H}\beta}$  à la puissance 3.

Il n'y a pas lieu toutefois de chercher à corriger les résultats que je présente plus haut par des mesures précises de  $h_{4953}/h_{\text{H}\beta}$  ; car le calcul qui précède n'est qu'une estimation approximative destinée à rendre possible la comparaison entre des mesures très différentes en elles-mêmes. En réalité, les nébuleuses sont rarement sphériques et leurs images monochromatiques sont loin d'être homogènes ; il est donc difficile de connaître avec précision le volume exact auquel se rapportent les mesures, mais il est certain, dans tous les cas, que le rapport mesuré se rapprochera d'autant plus du rapport des intensités émises par  $\text{cm}^3$  que plus petite sera la portion de nébuleuse explorée par l'instrument d'observation.

IX) *Comparaison des résultats fournis par les deux méthodes : méthode des diaphragmes et méthodes des raies de l'hydrogène :*

Six nébuleuses ont été communément étudiées par la méthode des diaphragmes et celle des raies de l'hydrogène. Le tableau IX donne la comparaison des mesures essentielles : le rapport  $I(\text{H}_{\gamma})/I(4\ 363)$ , le rapport  $r(\text{OIII})$  et les températures électroniques  $T_e$  ; en A, les résultats de la méthode des diaphragmes extraits du tableau III ; en B, ceux obtenus par la méthode des raies de l'hydrogène, extraits du tableau V.

TABLEAU IX

COMPARAISON DES RÉSULTATS DE LA MÉTHODE DES DIAPHRAGMES ET DE CELLE DES RAIES DE L'HYDROGÈNE

| NÉBULEUSE |   | $I(\text{H}_{\gamma})/I(4\ 363)$ | $r(\text{OIII})$ | $T_e$   |
|-----------|---|----------------------------------|------------------|---------|
| 7 662     | A | 2,26                             | 28               | 28 000° |
|           | B | 2,58                             | 30               | 27 000° |
| 7 027     | A | 1,33                             | 43               | 21 000° |
|           | B | 1,32                             | 41               | 21 000° |
| II 5 217  | A | 2,27                             | 45               | 20 000° |
|           | B | 2,31                             | 63               | 17 000° |
| 7 009     | A | 4,73                             | 70               | 16 000° |
|           | B | 4,56                             | 79               | 15 000° |
| 6 572     | A | 2,77                             | 91               | 14 000° |
|           | B | 3,39                             | 80               | 15 000° |
| 6 543     | A | 26,76                            | 576              | 8 000°  |
|           | B | 27,11                            | 604              | 8 000°  |

L'accord est satisfaisant et les écarts entre les températures électroniques trouvées par les deux méthodes pour une même nébuleuse sont compatibles avec l'erreur probable sur  $T_e$ , à savoir 2 000° environ.

J'adopte donc les températures électroniques présentées dans les tableaux III et V pour les 24 nébuleuses étudiées.

X) *Les intensités des raies de l'hydrogène et de l'hélium et de la raie de [OIII] à 5 007 Å.*

Dans ce qui précède, pour minimiser les effets des absorptions sélectives, j'ai fait porter les mesures sur les deux rapports  $I(H_\gamma)/I(4\ 363)$  et  $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(H_\beta)$  seulement ; mais la plupart des spectres permettent des mesures correctes du rapport  $I(5\ 007)/I(4\ 959)$ , du rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$  et du rapport de l'intensité de la raie HeI 4 471 Å ou de la raie HeII 4 686 Å à celle de  $H_\beta$ . Le tableau X fournit successivement le rapport  $I(5\ 007)/I(4\ 959)$ , le rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$ , le rapport  $I(HeI)/I(H_\beta)$  et le rapport  $I(HeII)/I(H_\beta)$ . Les valeurs indiquées sont des valeurs

TABLEAU X

L'INTENSITÉ DES RAIES DE L'HYDROGÈNE, DE L'HÉLIUM, DE LA RAIE [OIII] 5 007

| NÉBULEUSE | $I(5\ 007)/I(4\ 959)$ | $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$ | $I(HeI)/I(H_\beta)$ | $I(HeII)/I(H_\beta)$ |
|-----------|-----------------------|--------------------------|---------------------|----------------------|
| 7 662     | 2,71                  | 2,1                      |                     | 0,76                 |
| 2 022     | 2,84                  | 1,7                      | 0,23                |                      |
| J. 320    | 2,51                  | 2,1                      |                     |                      |
| IC 351    |                       | 1,5                      |                     | 0,71                 |
| 2 392     | 2,70                  | 1,4                      | 0,07                | 0,96                 |
| 6 741     |                       | 1,7                      |                     | 0,57                 |
| 7 027     |                       | 2,1                      | 0,12                | 0,66                 |
| II 5 217  |                       | 1,7                      | 0,17                | 0,30                 |
| II 3 568  | 2,67                  | 2,3                      | 0,14                |                      |
| 7 009     | 2,71                  | 2,0                      | 0,09                | 0,23                 |
| 2 440     |                       | 2,1                      | 0,11                | 0,74                 |
| 1 535     | 2,81                  | 1,4                      |                     | 0,34                 |
| II 2 165  |                       | 2,0                      |                     | 0,49                 |
| 3 242     |                       | 2,0                      | 0,06                | 0,59                 |
| 6 572     |                       | 2,2                      | 0,16                | 0,06                 |
| 6 818     |                       | 2,0                      |                     | 0,89                 |
| 6 210     |                       | 1,7                      | 0,12                |                      |
| 6 826     |                       | 1,6                      | 0,12                | 0,02                 |
| IC 418    |                       | 2,0                      | 0,08                | 0,01                 |
| J. 900    | 2,84                  | 3,0                      |                     | 0,39                 |
| II 2 149  | 2,85                  | 2,0                      | 0,07                |                      |
| II 4 593  |                       | 2,4                      | 0,07                |                      |
| 6 543     | 2,76                  | 2,2                      | 0,10                | 0,05                 |

moyennes dans lesquelles interviennent aussi bien les résultats de la méthode des diaphragmes que ceux de la méthode des raies de l'hydrogène.

## DISCUSSION

### A) *Le rapport* $I(5\ 007)/I(4\ 959)$ :

Je n'ai retenu pour la détermination de ce rapport que les clichés où la raie [OIII] 5 007 n'est pas surexposée. Ces clichés sont rares, car les temps de pose sont choisis pour répartir dans la région de bon contraste de la plaque la gamme des intensités des raies de [OIII] 4 959,  $H_\beta$  et  $H_\gamma$ . La moyenne des présentes déterminations est 2,74 à comparer à la valeur théorique du rapport 2,93. L'erreur est de 7 % mais elle est systématique ; tous les rapports mesurés sont inférieurs à 2,93, peut-être à cause de la surexposition de la raie 5 007 Å. LILLER et ALLER [25] ont trouvé par mesure photoélectrique la valeur 3,03. Je tiens à signaler à ce sujet une remarque qui m'a été aimablement communiquée par M. SCHATZMAN ; il a montré théoriquement que, dans les conditions d'expérience habituelles, l'analyse d'une raie spectrale par la fente du microphotomètre pouvait conduire à mesurer systématiquement une valeur trop petite d'un rapport supérieur à l'unité. Il prend comme exemple le rapport  $I(5\ 007)/I(4\ 959)$  précisément et montre que la valeur de la mesure à prévoir est 2,72.

### B) *Le rapport* $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$ :

Ce rapport a la valeur théorique 2 mais il n'est pas surprenant de trouver des valeurs plus grandes à cause du rougissement interstellaire. Les valeurs inférieures à 2 posent un autre problème : admettant des erreurs de l'ordre de 15 %, je retiens les nébuleuses pour lesquelles le rapport est inférieur à 1,7 ; ce sont les 4 nébuleuses : IC 351, 2 392, 1 535 et 6 826. Pour la nébuleuse N. G. C. 6 826 je ne dispose que d'une détermination et la mesure pourrait être erronée mais pour les autres, il existe au moins deux déterminations indépendantes provenant de clichés pris à des époques différentes et dans des conditions différentes. Il n'est pas douteux alors que le rapport est réellement inférieur à 2. Pour N. G. C. 2 392 notamment, trois déterminations indépendantes donnent les valeurs : 1,45 ; 1,42 ; 1,40 (moyenne : 1,43).

Les absorptions sélectives produiraient un effet opposé (valeur plus grande que 2) ; il ne s'agit pas non plus d'une surexposition de la raie  $H_\beta$  ; cette raie n'est jamais surexposée sur les clichés ; elle est d'ailleurs dans la plupart des cas plus faible que les raies de [OIII] 5 007 et 4 959 Å. Enfin, une erreur accidentelle n'affecterait pas, pour une même nébuleuse, toutes les déterminations de ce rapport et une erreur systématique affecterait toutes les nébuleuses. Je pense donc qu'il s'agit d'une particularité de la nébuleuse elle-même.

Or, les photographies de ces nébuleuses présentent aussi une particularité : la présence d'une nette enveloppe entourant la nébuleuse proprement dite. D'autre part, DUNCAN [34] a montré par des photographies longuement posées que N. G. C. 6 826 était entourée d'une enveloppe très faible mais très étendue (environ 4 fois le diamètre de la nébuleuse elle-même). Je montrerai dans la troisième partie que cette nébuleuse présente également une discontinuité de BALMER anormale. SEATON pense que l'enveloppe faible est une enveloppe d'hydrogène neutre, rendue visible seulement par l'émission du continuum  $2q$ . Une telle enveloppe est susceptible de perturber la discontinuité de BALMER par émission du

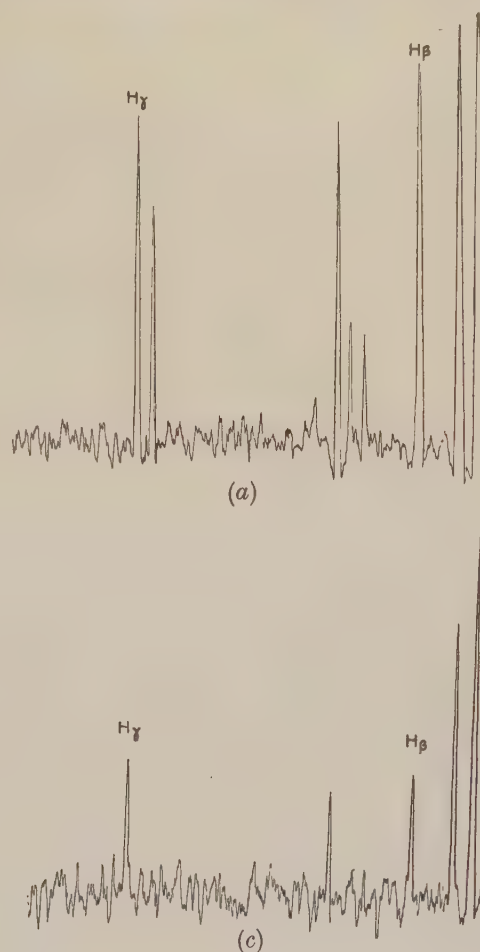


FIG. 7. — Enregistrements microphotométriques des spectres de N. G. C. 7 662 (a), N. G. C. 2 392 (b) et IC 351 (c). On voit que les deux dernières nébuleuses ont un décrétement de BALMER anormal par rapport à celui de la nébuleuse régulière N. G. C. 7 662. (Le rapport  $H\beta/H\gamma$  est anormalement petit).

continuum  $2q$  et de perturber le décrétement de BALMER par absorption. La visibilité de l'enveloppe traduit son importance et s'il est vraisemblable que toutes les nébuleuses sont entourées d'une enveloppe HI, seules celles qui présentent une enveloppe visible sont susceptibles d'avoir un décrétement de BALMER et une discontinuité de BALMER irréguliers.

La figure 7 montre un enregistrement microphotométrique du spectre de N. G. C. 2 392 et IC 351 comparé à celui de N. G. C. 7 662. La faiblesse relative de  $H\beta$  dans le spectre de 2 392 et de IC 351 apparaît même qualitativement par comparaison avec la nébuleuse normale 7 662.

Pour ces quatre nébuleuses exceptionnelles, si on admet les valeurs mesurées du rapport  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$ , les valeurs de  $r(OIII)$  et de  $T_e$  sont modifiées et deviennent celles indiquées au tableau XI.

TABLEAU XI

COMPARAISON DES TEMPÉRATURES ÉLECTRONIQUES DANS LE CAS OÙ L'ON MESURE LE RAPPORT  $I(H_\beta)/I(H_\gamma)$  ET DANS LE CAS OÙ L'ON ADMET SA VALEUR THÉORIQUE 2, POUR LES 4 NÉBULEUSES A DÉCRÉMENT DE BALMER ANORMAL.

| NÉBULEUSE | EN MESURANT $H_\beta/H_\gamma$ |         | EN POSANT $H_\beta/H_\gamma = 2$ |
|-----------|--------------------------------|---------|----------------------------------|
|           | $r(OIII)$                      | $T_e$   | $T_e$                            |
| IC 351    | 34                             | 24 000° | 20 000°                          |
| 2 392     | 35                             | 24 000° | 19 000°                          |
| 1 535     | 86                             | 14 000° | 12 000°                          |
| 6 826     | 124                            | 12 000° | 11 000°                          |

(c) *L'intensité des raies de l'hélium.*

Qualitativement, les nébuleuses à températures électroniques élevées montrent les raies de HeII, notamment 4 686, les autres présentent les raies de HeI, notamment 4 471. J'ai cherché à voir s'il existait une corrélation entre la température électronique et l'intensité des raies de l'hélium. Il est certain par ailleurs qu'il existe une corrélation entre la température de l'étoile centrale et ces intensités. En portant sur un graphique les déterminations individuelles des rapports  $I(HeI)/I(H_\beta)$  et  $I(HeII)/I(H_\beta)$ , en fonction de  $T_e$ , aucune corrélation nette n'apparaît. Toutefois, les rapports d'intensités en question, nécessairement utilisés comme étant les seuls mesurables, ne sont pas entièrement significatifs des intensités relatives de HeI ou HeII, car il n'est pas certain que l'abondance relative de l'hélium et de l'hydrogène soit la même pour toutes les nébuleuses. On peut alors penser qu'en moyenne, sur un certain nombre de nébuleuses, cette abondance relative est définie. Je répartis donc les diverses nébuleuses de la présente étude en trois groupes de températures électroniques voisines : le premier groupe comprend les nébuleuses dont la température électronique est comprise entre 8 000 et 13 000°, le second groupe les nébuleuses de températures électroniques comprises entre 13 000 et 18 000° et le dernier groupe, les nébuleuses de températures électroniques comprises entre 18 000 et 23 000°. A chaque groupe correspond une valeur moyenne de la température électronique et une valeur moyenne des rapports d'intensités considérés. La représentation graphique de ces données est présentée par la figure 8 ; elle montre alors une nette corrélation :  $T_e$  apparaît comme fonction linéaire croissante des rapports  $I(HeI)/I(H_\beta)$ ,  $I(HeII)/I(H_\beta)$ ,  $I(HeII)/I(HeI)$ . De toute façon, on peut affirmer que c'est une fonction croissante.

Ainsi, les mesures d'intensités des raies de l'hélium paraissent confirmer convenablement l'échelonnement des températures électroniques et les valeurs elles-mêmes de ces températures pour les nébuleuses planétaires qui font l'objet de cette étude.

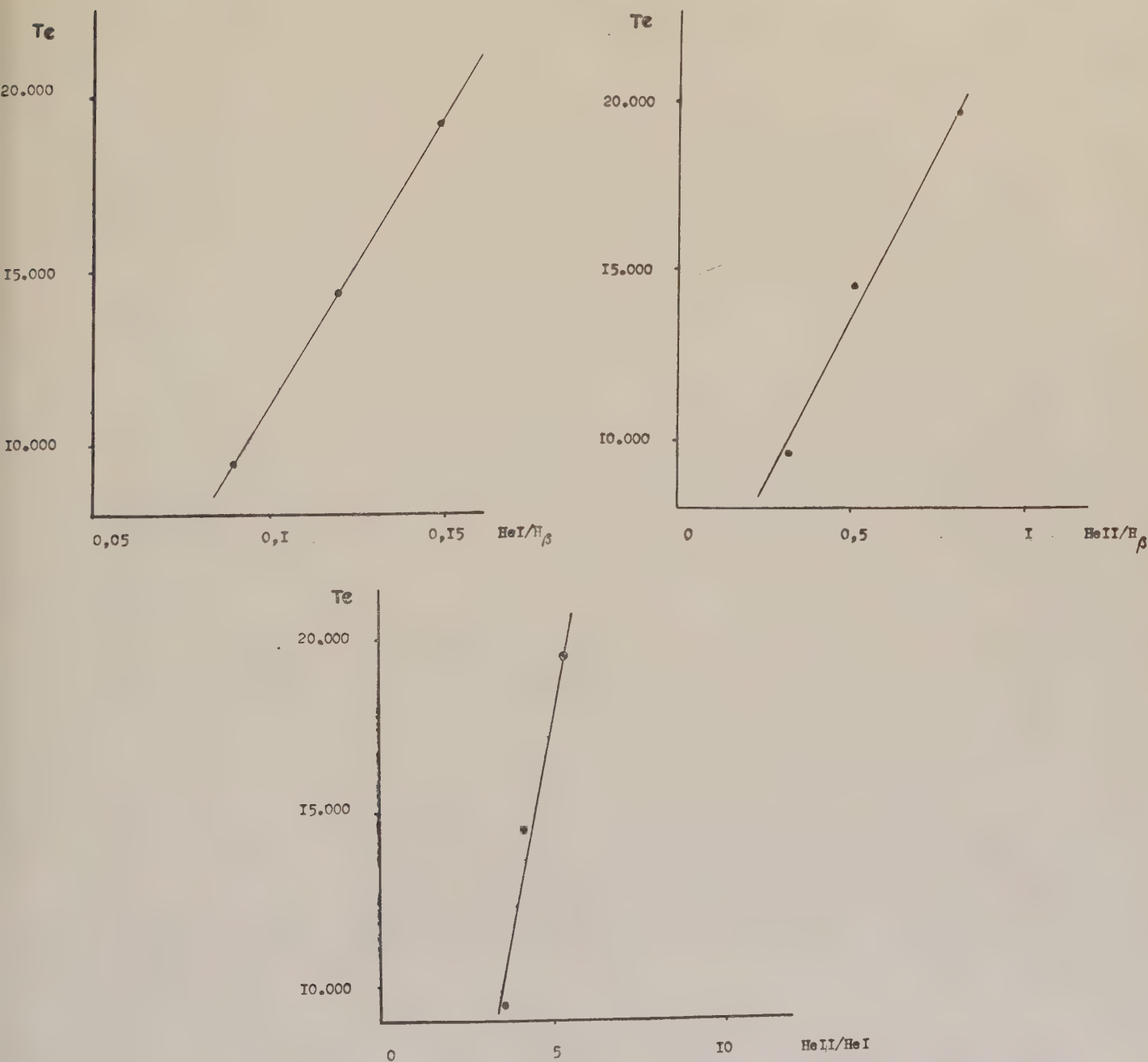


FIG. 8. — Variation de  $T_e$  avec les rapports d'intensités  $\text{HeI}/\text{H}\beta$ ,  $\text{HeII}/\text{H}\beta$ ,  $\text{HeII}/\text{HeI}$ .

### TROISIÈME PARTIE

#### SPECTRES CONTINUS ET DISCONTINUITÉ DE BALMER DES NÉBULEUSES GAZEUSES

##### I) *Introduction :*

Dans la dernière partie de cette étude, j'ai entrepris des recherches sur le spectre continu de 6 nébuleuses planétaires. Déjà, en 1936, PAGE [35] avait effectué une étude analogue mais ses résultats restaient incertains ; en 1944, BARBIER [22] étudia le spectre continu de la nébuleuse d'Orion. Plus récemment, MINKOWSKI mesura la discontinuité de BALMER de la nébuleuse IC 418 [36].

C'est en collaboration avec BARBIER que j'ai entrepris la présente étude [37]. Il a très aimablement consenti à mettre à ma disposition son spectrographe à optique de quartz. Cette étude présente un intérêt certain : d'une part, les résultats qu'elle apporte sur la discontinuité de BALMER et la répartition de l'énergie dans le spectre continu sont importants en eux-mêmes, étant donné le peu de renseignements valables actuellement sur ces questions ; d'autre part, il est possible de déduire les températures électroniques de ces nouvelles données expérimentales et de comparer ces déterminations à celles déduites dans la seconde partie de l'intensité des raies de [OIII]. A ce sujet, la présente étude a eu une importance répercussion dans le développement de la théorie du spectre continu des nébuleuses gazeuses et je montre plus loin comment ces résultats expérimentaux ont permis à SEATON de perfectionner la théorie sur l'émission du continuum  $2q$ , élaborée par SPITZER et GREENSTEIN, en justifiant l'hypothèse de la désexcitation par chocs du niveau métastable  $2s$  de l'hydrogène.

##### II) *Les observations :*

Le spectrographe utilisé pour la prise des spectres a été décrit plusieurs fois : [22] et [38]. C'est un spectrographe à fente du type ARNULF-LYOT [39] avec optique de quartz et miroir aluminé. La chambre a une ouverture relative de  $f : 2$ . Sa dispersion est de  $250 \text{ \AA/mm}$  à  $3\,700 \text{ \AA}$  et de  $150 \text{ \AA/mm}$  à  $3\,200 \text{ \AA}$ .

L'instrument a été conçu pour être placé au foyer Cassegrain du télescope de 80 cm, d'ouverture relative  $f : 15$  ; le collimateur de fente est donc légèrement plus ouvert, soit  $f : 14,4$ .

L'ensemble du spectrographe peut tourner autour de l'axe optique du collimateur de fente, en sorte que la fente peut prendre toutes les orientations voulues. Au cours des observations, nous l'avons toujours placée verticalement pour éliminer l'effet nuisible de la dispersion atmosphérique.

La plus petite des 6 nébuleuses observées, N. G. C. 6 572, a un diamètre apparent de  $17''$ . Au foyer Cassegrain du télescope de 80 cm (distance focale de 12 mètres environ), son image a un millimètre de diamètre ; la largeur de fente utilisée variait de 0,1 à 0,3 mm, couvrant en largeur de  $1/10$  à  $1/3$  du diamètre nébulaire ; seulement pour la grande nébuleuse de la Lyre ( $83 \times 59''$ ), la largeur de fente a été portée à 1 mm. En hauteur, la fente couvrait largement toute la nébuleuse. L'image de la fente sur la plaque est réduite dans le rapport des ouvertures relatives des deux systèmes collimateurs :  $14,4 : 2 = 7,2$ . Ainsi, malgré les grandes images obtenues au foyer Cassegrain du télescope de 80 cm, les spectres nébulaires présentent un aspect presque filiforme qui rend leur enregistrement très délicat.

Les spectres sont pris sur de petits fragments de plaques Eastman Kodak 103a O de 1 cm  $\times$  2 cm. Les poses d'étalonnage au photomètre à pénombre sont faites sur des fragments plus grands des mêmes plaques de  $4,5 \times 6$  cm. Les divers fragments d'une même plaque qui constituent un cliché étaient développés en même temps dans le même bain de révélateur (révélateur D 19 ; 5 minutes).

Un cliché comprend la série de poses suivantes :

1) une pose sur chaque nébuleuse (durée : 1 heure ; 2 nébuleuses au plus par cliché) ;

2) une pose sur une étoile de comparaison (durée : 1 heure ; 10 ou 20 minutes).

3) des étalonnages au photomètre à pénombre avec des poses de 1 heure, 20 ou 10 minutes. On utilisait comme source de lumière la lampe à vapeur de mercure. Les raies d'étalonnage obtenues sont les raies du mercure à  $436 \text{ m}\mu$ ,  $405 \text{ m}\mu$ ,  $365 \text{ m}\mu$ ,  $313 \text{ m}\mu$ . Les poses d'étalonnage étaient effectuées en même temps que les poses sur le ciel.

Les observations proprement dites offraient deux difficultés :

1) *L'élimination du spectre de l'étoile centrale :*

Le spectre obtenu sur le cliché doit représenter le spectre nébulaire seulement et l'on a pris grand soin d'éliminer le spectre continu de l'étoile centrale. Dans tous les cas où l'étoile centrale était visible et où la nébuleuse avait une étendue suffisante, on a pris soin de placer l'image de l'étoile hors de la fente du spectrographe. Dans les autres cas, on s'est assuré que l'étoile centrale était beaucoup trop faible pour que son spectre impressionne la plaque avec la durée de la pose effectuée sur la nébuleuse. Cette condition a restreint considérablement le nombre de nébuleuses à étudier.

2) *L'élargissement du spectre stellaire :*

Pour que le spectre de l'étoile de comparaison ne soit pas filiforme et présente le même aspect que celui de la nébuleuse, il a fallu l'élargir artificiellement : pour cela, on a disposé devant la fente du spectrographe, un quartz dépoli sur les deux

faces, utilisé déjà par BARBIER dans l'étude du spectre continu de la nébuleuse d'ORION [22] ; BARBIER a alors mesuré sa densité optique en fonction de  $\lambda$ , comme l'indique le tableau XII.

TABLEAU XII

DENSITÉ OPTIQUE DU QUARTZ DÉPOLI AUX DIFFÉRENTES LONGUEURS D'ONDE

| $\lambda$ | 436 m $\mu$ | 405 m $\mu$ | 365 m $\mu$ | 313 m $\mu$ |
|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| —         | —           | —           | —           | —           |
| Densité   | 0,741       | 0,783       | 0,815       | 0,877       |

La variation est linéaire et l'interpolation aux diverses valeurs de  $\lambda$  est immédiate.

Le choix des étoiles de comparaison est assez limité ; elles doivent être en effet brillantes, à cause de l'emploi du quartz dépoli et leurs caractéristiques doivent être bien connues (grandeur de la discontinuité de BALMER et valeurs de la fonction  $\varphi(T)$  de part et d'autre de cette discontinuité). Aussi, les trois étoiles suivantes furent-elles seules utilisées :  $\alpha$  Lyrae,  $\gamma$  Cassiopeiae,  $\eta$  Ursae Majoris.

Comme ces étoiles n'étaient pas en général très proches de la nébuleuse sur la sphère céleste et que les poses étaient assez longues, il a fallu tenir compte de l'effet d'absorption atmosphérique sur le spectre stellaire et le spectre nébulaire.

### III) *Enregistrement et mesures :*

Les spectres ont été enregistrés d'abord au microphotomètre CHALONGE de l'Observatoire de Haute-Provence ; mais le dispositif d'éclairage de ce microphotomètre introduit un peu de lumière diffusée parasite. Cet inconvénient ne se présente pas en général avec des spectres suffisamment élargis ; mais les spectres dont il s'agit ici ont un aspect presque filiforme et il a semblé préférable de les enregistrer à nouveau au microphotomètre CHALONGE de l'Observatoire de Paris, à l'Institut d'Astrophysique.

Les mesures ont été effectuées sur ces derniers enregistrements.

Le point le plus délicat au cours des dépouillements est le choix des points à mesurer sur le spectre continu nébulaire et le tracé de ce fond continu sur les enregistrements. Le fond continu est assez bien défini dans la partie ultraviolette du spectre ( $\lambda < 3647 \text{ \AA}$ ). Le tracé se fait au mieux au milieu des indentations dues au grain de la plaque. Les bandes d'absorption de l'ozone sont visibles mais non gênantes et d'ailleurs les pointés n'ont pas été prolongés jusqu'aux plus fortes bandes de l'ozone. L'autre partie du fond continu ( $\lambda > 3647 \text{ \AA}$ ) est plus difficile à tracer : les raies d'émission fortes et nombreuses se chevauchent à cause de la faible dispersion du spectrographe et le recouvrement des ailes de ces raies masque

le véritable fond continu et le relève en apparence d'une manière sensible, surtout à l'approche de la discontinuité de BALMER où les raies d'émission de l'hydrogène se font plus nombreuses et plus serrées.

Les points choisis entre les raies d'émission, aux emplacements où l'on a le plus de chance d'atteindre le véritable fond continu, sont au nombre de 18, comme dans [22]. Ils sont indiqués avec les longueurs d'onde correspondantes dans le tableau XIII.

TABLEAU XIII

LONGUEURS D'ONDE DES POINTS MESURÉS SUR LE SPECTRE CONTINU NÉBULAIRE

| N° | $\lambda$ | N° | $\lambda$ | N° | $\lambda$ | N° | $\lambda$ |
|----|-----------|----|-----------|----|-----------|----|-----------|
| 1  | 4 685     | 6  | 4 050     | 11 | 3 692     | 16 | 3 338     |
| 2  | 4 567     | 7  | 3 996     | 12 | 3 647     | 17 | 3 312     |
| 3  | 4 433     | 8  | 3 946     | 13 | 3 559     | 18 | 3 279     |
| 4  | 4 304     | 9  | 3 850     | 14 | 3 481     |    |           |
| 5  | 4 190     | 10 | 3 784     | 15 | 3 409     |    |           |

La méthode des mesures est, dans son principe, identique à celle indiquée dans la seconde partie et dans [22].

Toutefois, à la quantité mesurée  $\log F'_*$  (voir équation II,3) on doit ajouter la densité optique du quartz,  $Q(\lambda)$ , et celle de l'atmosphère à la distance zénithale  $\zeta_*$ , soit :

$$\log F'_* + Q(\lambda) + D_0(\lambda) \cdot \sec \zeta_*$$

et, à la quantité  $\log F'_N$ , on ajoute seulement  $D_0(\lambda) \cdot \sec \zeta_N$ .

$\zeta_N$  est la distance zénithale de la nébuleuse à l'instant du milieu de la pose. Comme on rapporte l'intensité du fond *continu* de la nébuleuse à celle du fond *continu* de l'étoile de comparaison à la même longueur d'onde, le facteur de dispersion du spectrographe s'élimine et il n'y a pas lieu d'en tenir compte.

L'équation (II,4) reste valable ; toutefois la constante n'a pas la même valeur de part et d'autre de la discontinuité de BALMER, puisque le rayonnement du corps noir ne présente pas de discontinuité et que celui de l'étoile en présente une. Cette discontinuité se situe à la valeur  $n = 2,74$  et l'on peut écrire :

$$(III,1) \quad \begin{array}{ll} \text{pour } n < 2,74 & \log F_0/F_* = -0,4343 \cdot [\varphi_1(20\,000) - \varphi_{1*}] \cdot n \\ \text{pour } n > 2,74 & \log F_0/F_* = -0,4343 \cdot [\varphi_2(20\,000) - \varphi_{2*}] \cdot n + A \end{array}$$

Pour  $n = 2,74$ , on peut calculer les deux valeurs :

$$(III,2) \quad \begin{array}{l} L_1 = -0,4343 \cdot [\varphi_1(20\,000) - \varphi_{1*}] \cdot 2,74 \\ L_2 = -0,4343 \cdot [\varphi_2(20\,000) - \varphi_{2*}] \cdot 2,74. \end{array}$$

Il est clair alors que :

$$(III,3) \quad A = D - (L_2 - L_1)$$

D est la grandeur de la discontinuité de BALMER de l'étoile considérée. Pour cette étoile les valeurs de  $\varphi_{1*}$ ,  $\varphi_{2*}$  et D sont prises dans [21]. On connaît donc la constante A. D'autre part :  $\varphi_1(20\ 000) = 0,88$  et  $\varphi_2(20\ 000) = 0,82$ .

Ainsi,  $\log F_0/F_*$  est déterminé pour chaque valeur de  $n = 1/\lambda$  et finalement on peut obtenir  $\log F_N$  en fonction de  $n = 1/\lambda$ .

Pour ce calcul final, lorsqu'on tire  $\log F_N$  des équations (II,3), on portera son attention sur une précaution d'écriture : l'expression de la radiance énergétique spectrale du corps noir est différente suivant qu'on adopte la variable  $\lambda$  ou la variable  $n = 1/\lambda$ . On distinguera donc la radiance  $R(\lambda)$  considérée comme fonction de  $\lambda$  et la radiance  $F_0(n)$  considérée comme fonction de  $n = 1/\lambda$ , soit :

$$(III,4) \quad R(\lambda) = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1} \quad \text{et} \quad F_0(n) = C_1 n^3 \frac{1}{e^{C_2 n/T} - 1}$$

il vient :

$$(III,5) \quad F_0(n) = \lambda^2 \cdot R(1/n).$$

Cette remarque se justifie car la fonction réduite du corps noir habituellement utilisée est la fonction

$$(III,6) \quad y = (1/R_m) \cdot R(\lambda)$$

en désignant par  $R_m$  la valeur maxima de  $R(\lambda)$ . Comme on ne veut définir la fonction  $F_0(n)$  qu'à une constante multiplicative près, on peut adopter pour valeur de cette fonction la quantité  $\lambda^2 \cdot y$ .

Les mesures ont été effectuées d'abord sur toutes les étoiles de comparaison et on a pris la valeur moyenne des  $\log F_0$  obtenus. C'est cette valeur moyenne qui a servi dans le calcul final de  $\log F_N$ . Pour l'établissement de cette valeur moyenne, il a été préférable de supprimer les valeurs aberrantes provenant de l'étoile  $\eta$  Ursae Majoris ; cette étoile était toujours assez basse sur l'horizon et correspondait à une grande masse d'air ( $\sec \zeta_* = 2,56 ; 3,70 ; \text{etc.}$ ) Le fond continu ultraviolet était sous-exposé et les mesures correspondantes incertaines.

CHAPITRE

#### IV) Renseignements relatifs aux clichés étudiés :

Le tableau XIV indique le numéro d'ordre du cliché, les nébuleuses observées, l'étoile de comparaison choisie, les poses et la date.

*Nota* : Les étalonnages étaient posés 1 heure et 20 minutes.

*Remarques* : La nébuleuse de la Lyre (N. G. C. 6 720) n'a été observée que trois fois : sur le cliché 9, à titre d'essai ; sur le cliché 10, rendu inutilisable par l'absence d'étoile de comparaison (poses interrompues par le mauvais temps) ; sur le cliché 11 avec une pose de 3 heures 1/2. Cette longue pose fait apparaître sur le cliché le spectre du ciel nocturne. Ce cliché n'est donc utilisé que pour déterminer la grandeur

TABLEAU XIV

LISTE DES CLICHÉS ÉTUDIÉS

| N° | N. G. C.                                | ÉTOILE                 | DATE   |
|----|-----------------------------------------|------------------------|--------|
| 1  | 6 543 (1 h) et 6 826 (1 h)              | $\alpha$ Lyr. (20 min) | 1/8/53 |
| 2  | 6 826 (1 h)                             | $\alpha$ Lyr. (20 min) | 2 »    |
| 3  | 6 543 (50 min)                          | $\alpha$ Lyr. (20 min) | 3 »    |
| 4  | 6 826 (1 h) et 6 543 (1 h)              | $\alpha$ Lyr. (20 min) | 4 »    |
| 5  | 6 543 (1 h) et 7 662 (1 h)              | $\gamma$ Cas. (30 min) | 4 »    |
| 6  | 6 826 (1 h) et 7 662 (1 h)              | $\alpha$ Lyr. (10 min) | 5 »    |
|    |                                         | $\gamma$ Cas. (1 h)    |        |
| 7  | 6 572 (1 h) et 7 009 (1 h)              | $\eta$ UMa. (40 min)   | 6 »    |
| 8  | 7 662 (1 h)                             | $\gamma$ Cas. (1 h)    | 6 »    |
| 9  | 6 572 (1 h), 7 009 (1 h) et 6 720 (2 h) | $\eta$ UMa (1 h)       | 7 »    |
| 10 | 6 720 (2 h)                             | .....                  | 9 »    |
| 11 | 7 009 (1 h) et 6 720 (3 h 1/2)          | $\gamma$ Cas. (1 h)    | 10 »   |
| 12 | 7 009 (1 h)                             | $\gamma$ Cas. (1 h)    | 12 »   |

de la discontinuité de BALMER et l'on a renoncé à en tirer des résultats relatifs au spectre continu de la nébuleuse, à cause de la présence du spectre du ciel nocturne.

La nébuleuse N. G. C. 7 009 est toujours assez basse sur l'horizon. La masse d'air correspondante est importante ; la correction à apporter sur la partie ultraviolette du spectre est grande et on a préféré écarter les résultats relatifs au spectre continu ultraviolet de cette nébuleuse.

#### V) Les résultats :

Pour présenter les résultats, on peut, pour chaque cliché de nébuleuse étudié, établir le graphique représentant la variation de  $\log F_N$  en fonction de  $n = 1/\lambda$ , avec  $\lambda$  exprimé en microns. On constate alors que les points représentatifs se placent pratiquement sur deux droites. Pour éliminer les erreurs de mesure, il est préférable de grouper tous les clichés se rapportant à une même nébuleuse et de prendre, pour une valeur donnée de  $n$ , la moyenne  $\log F_N$  des valeurs individuelles  $\log F_N$  correspondantes.

Les graphiques de la figure 9 présentent ainsi les résultats relatifs aux 6 nébuleuses étudiées : N. G. C. 6 543, 6 572, 6 720, 6 826, 7 009 et 7 662.

D'après ces graphiques, on peut exprimer les résultats expérimentaux de cette étude du spectre continu des nébuleuses gazeuses à l'aide des trois quantités suivantes :

1) La grandeur de la discontinuité de BALMER

(III,7)

$$D = \log F_N^- - \log F_N^+$$

pour la valeur  $n = 2.74$ .

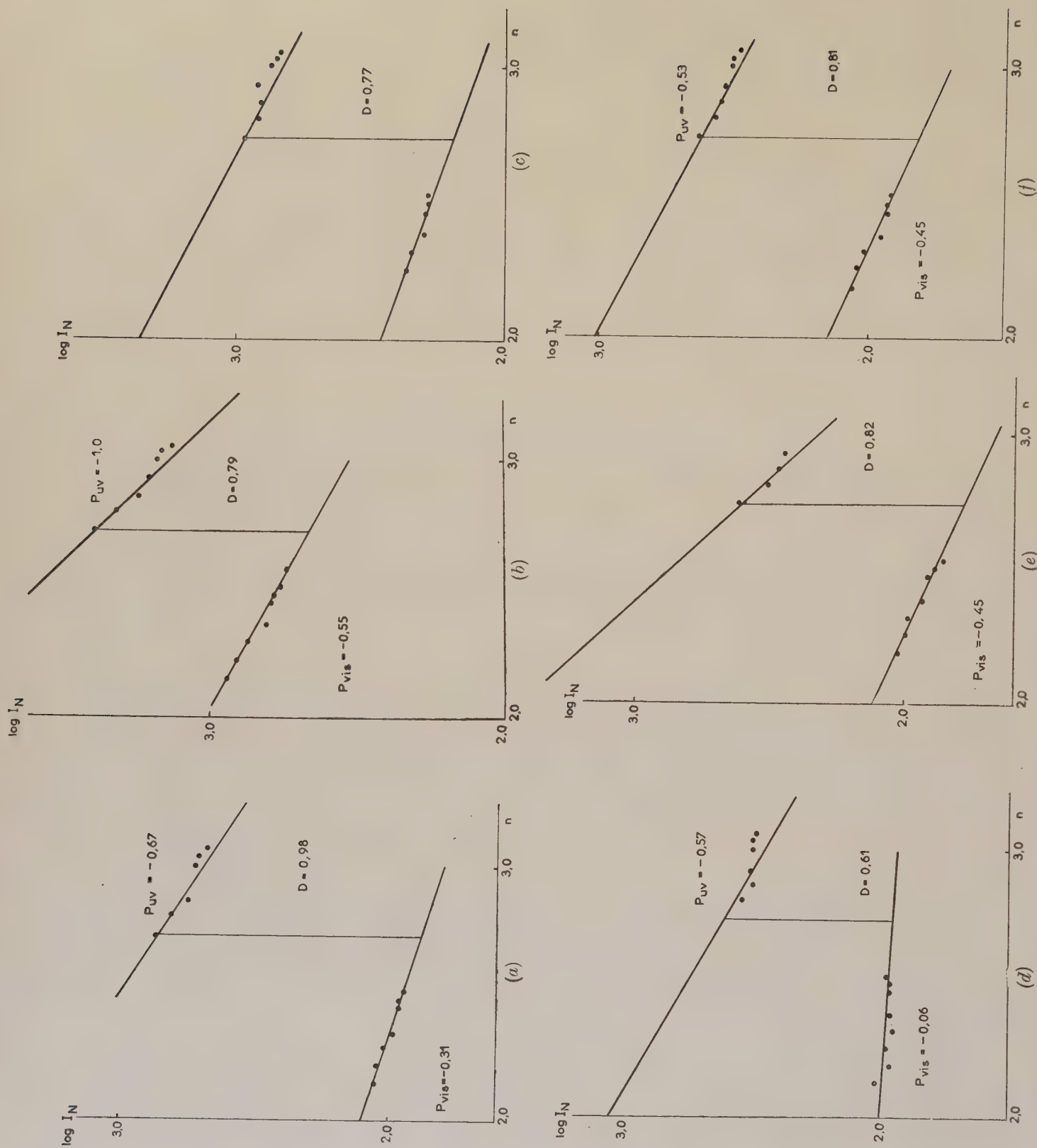


Fig. 9. — Graphiques expérimentaux représentant la fonction  $\log I_N = f(n)$  pour les 6 nébuleuses planétaires étudiées : a) N.G.C. 6 543, b) N.G.C. 6 572, c) N.G.C. 6 720, d) N.G.C. 6 826, e) N.G.C. 7 009, f) N.G.C. 7 662. Il est à remarquer que les trois derniers points

2) La pente de la droite sur laquelle s'alignent les points correspondants à la partie visible du spectre :  $p_{vis}$ .

3) La pente de la droite sur laquelle s'alignent les points correspondant à la partie ultraviolette du spectre :  $p_{uv}$ .

Le tableau XV présente ces résultats :

TABLEAU XV

RÉSULTATS DE L'ÉTUDE SUR LE SPECTRE CONTINU DES NÉBULEUSES GAZEUSES

| N. G. C.       | 6 543  | 6 572  | 6 720 | 6 826  | 7 009  | 7 662  |
|----------------|--------|--------|-------|--------|--------|--------|
| NOMBRE DE      |        |        |       |        |        |        |
| DÉTERMINATIONS | 4      | 1      | 1     | 4      | 2      | 2      |
| —              | —      | —      | —     | —      | —      | —      |
| D              | 0,98   | 0,79   | 0,77  | 0,61   | 0,82   | 0,81   |
| $P_{vis}$      | — 0,31 | — 0,55 | ....  | — 0,06 | — 0,45 | — 0,45 |
| $P_{uv}$       | — 0,67 | — 1,00 | ....  | — 0,57 | ....   | — 0,53 |

*Remarques :* Comme il a été dit au cours de remarques concernant les clichés,  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$  n'ont pas été déterminées pour N. G. C. 6 720, à cause de la présence du spectre du ciel et on n'a pas non plus déterminé  $p_{uv}$  dans le cas de N. G. C. 7 009, à cause de la trop grande valeur de la masse d'air.

Les figures 10 et 11 montrent des reproductions photographiques d'enregistrements microphotométriques d'un spectre nébulaire et d'un spectre d'une étoile de comparaison. Les discontinuités de BALMER sont très visibles : elles se présentent en sens contraire pour l'étoile et pour la nébuleuse. On remarquera également une discontinuité de fond continu, dans la partie ultraviolette du spectre nébulaire à 3 450 Å environ, due peut-être à l'hélium. Cette discontinuité apparaît également sur les graphiques de la figure 9 (les points pour lesquels  $n$  est supérieur à 3,0 se placent au-dessus de la droite ; la discontinuité est en émission comme celle de BALMER et sa grandeur, en logarithme, est de l'ordre de 0,03).

#### VI) Erreurs probables et erreurs d'ordre instrumental :

Quand, pour une même nébuleuse, on dispose de plusieurs déterminations de D,  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$ , il est facile de comparer les déterminations individuelles aux valeurs moyennes ; les écarts à la moyenne font connaître l'erreur probable de la détermination. Cet examen conduit à séparer nettement la grandeur de la discontinuité de BALMER, D, des valeurs des pentes  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$ . Par sa définition même, la grandeur de la discontinuité de BALMER échappe à la plupart des causes d'erreur et sa détermination est remarquablement précise : l'erreur absolue sur D est de + 0,05, ce qui représente une erreur relative de 5 à 10 % suivant la nébuleuse considérée. Au

contraire, les pentes  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$  sont obtenues avec une précision médiocre, l'erreur pouvant atteindre 50 % pour certaines déterminations. Les causes d'une telle

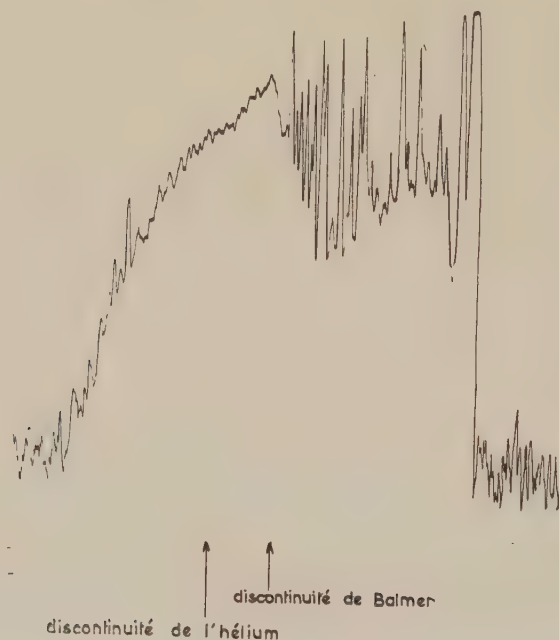


FIG. 10. — Enregistrement microphotométrique du spectre de N.G.C. 6543, montrant la région visible avec les fortes raies d'émission, la région ultraviolette et la discontinuité de Balmer.

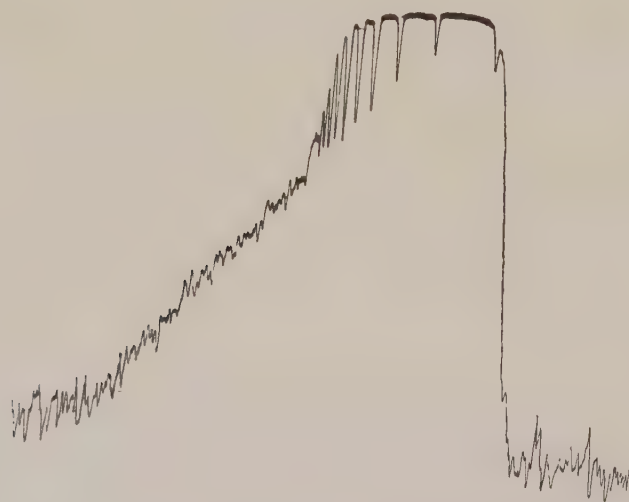


FIG. 11. — Enregistrement microphotométrique du spectre de l'étoile  $\alpha$  Lyrae, montrant la série des raies de Balmer en absorption et la discontinuité de Balmer.

imprécision sont essentiellement instrumentales : j'ai déjà signalé l'extrême étroitesse des spectres qui rend difficile l'enregistrement au microphotomètre : il faut

réduire la hauteur de fente d'analyse et le grain des plaques 103a O devient alors une gêne sérieuse ; les indentations dues au grain peuvent avoir une amplitude de plusieurs centimètres sur les enregistrements et la définition du fond continu en souffre considérablement. En second lieu la faible dispersion du spectrographe ne permet pas une excellente séparation des raies d'émission ; le chevauchement des ailes de ces raies masque le fond continu et tous les pointés prévus dans le tableau XIII ne sont pas possibles.

Ces erreurs d'ordre instrumental sont prépondérantes.

VII) *Les autres causes d'erreurs accidentelles :*

A) *La dispersion et l'absorption atmosphériques :*

L'effet nuisible de la dispersion atmosphérique est éliminé par la position verticale de la fente du spectrographe et l'on a tenu compte, dans les mesures, de l'absorption atmosphérique ; l'effet résiduel qui provient de ce qu'on adopte une seule valeur de la distance zénithale (celle correspondant à l'instant du milieu de la pose) est tout à fait négligeable.

B) *L'erreur sur la fonction  $\varphi_*$  de l'étoile de comparaison :*

Les étoiles utilisées sont brillantes et ont été souvent étudiées par CHALONGE et son équipe ; néanmoins les  $\varphi_2$  ultraviolets sont difficiles à mesurer avec précision et l'on admet une erreur absolue sur  $\varphi_*$  de  $\pm 0,2$ .

On peut écrire que la pente  $p$  ( $p_{vis}$  ou  $p_{uv}$ ) est égale à :

$$(III,8) \quad p = \frac{\log F_N(n_1) - \log F_N(n_2)}{n_1 - n_2}$$

$n_1$  et  $n_2$  étant deux valeurs du nombre d'onde, toutes deux plus grandes ou toutes deux plus petites que 2,74.

On a :

$$(III,9) \quad \Delta p = \frac{1}{n_1 - n_2} \cdot \Delta [\log F_N(n_1) - \log F_N(n_2)]$$

De (II,3) et (III,1), on tire :

$$(III,10) \quad \Delta [\log F_N(n_1) - \log F_N(n_2)] = -0,4343 \cdot \Delta \varphi_* \cdot (n_1 - n_2)$$

et finalement :

$$(III,11) \quad \Delta p = -0,4343 \cdot \Delta \varphi_*$$

pour

$$|\Delta \varphi_*| = 0,2, \quad \text{il vient } |\Delta p| = 0,086.$$

Le tableau XV montre que  $p_{uv}$  varie de 0,5 à 1 ; l'erreur sur  $p_{uv}$  est donc de 10 à 20 % et  $p_{vis}$  est de l'ordre de 0,5 en général, soit une erreur de 20 %. Toutes ces

erreurs sont inférieures aux erreurs instrumentales ; notons qu'elles n'affectent pas la grandeur de la discontinuité de BALMER.

### VIII) *Le rôle de l'absorption interstellaire :*

Les causes d'erreur que je viens d'envisager ont un caractère accidentel en ce sens qu'elles peuvent affecter différemment les diverses déterminations des valeurs des pentes, pour une nébuleuse donnée. Au contraire, le rougissement interstellaire dépend de la nébuleuse considérée et affecte également toutes les déterminations de  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$  pour cette nébuleuse, sans affecter évidemment la détermination de D.

ALLER propose une méthode pour corriger les mesures du rougissement interstellaire, basée sur les valeurs observées et calculées du décrement de BALMER [29]. Au degré de précision des mesures considéré, il admet une loi d'absorption interstellaire en  $1/\lambda$  et pour une nébuleuse donnée, entre une intensité observée I et l'intensité I' qu'on aurait observée sans l'absorption interstellaire, on pose une relation de la forme :

$$(III,12) \quad I = I' \cdot 10^{-C/\lambda}$$

avec  $\lambda$  en microns par exemple.

En appliquant cette relation à (III,8) il vient :

$$(III,13) \quad p' = p + C$$

$p'$  désignant la valeur de la pente corrigée du rougissement et  $p$  la pente observée. Pour le calcul de C, on écrit de même :

$$(III,14) \quad \log(I_n/I_4) = \log(I'_n/I'_4) - C \cdot (1/\lambda - 1/0,4861)$$

$I_n$  et  $I_4$  représentent respectivement les intensités observées de la raie de BALMER de rang  $n$  et de la raie  $H_\beta$ . (longueurs d'onde :  $\lambda$  et  $0,4861\mu$ ).  $I'_n$  et  $I'_4$  sont les intensités théoriques de ces mêmes raies. Si l'on adopte le décrement de BALMER théorique de BAKER et MENZEL (Tableau I), la mesure de l'intensité observée,  $I_n$ , d'une raie quelconque de la série de BALMER par rapport à  $H_\beta$  fournit une équation (III,14) à une inconnue C. Des diverses équations ainsi obtenues pour les diverses raies mesurées de la série de BALMER, on déduit C par la méthode des moindres carrés.

SEATON [40] a calculé ainsi la constante de rougissement C pour diverses nébuleuses, en adoptant d'une part les mesures du décrement de BALMER pour ces nébuleuses par ALLER [29] et, d'autre part, les valeurs théoriques de ce décrement calculées par BAKER et MENZEL, cas B (Tableau I) [5]. Le tableau XVI présente les valeurs utiles de C ainsi calculées par SEATON et les valeurs des pentes  $p'_{vis}$  et  $p'_{uv}$  corrigées du rougissement par la relation (III,13) et déduites des valeurs observées,  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$ , consignées dans le tableau XV.

TABLEAU XVI

VALEURS DES PENTES CORRIGÉES DU ROUGISSEMENT INTERSTELLAIRE

| N. G. C. | C    | $p'_{vis}$ | $p'_{uv}$ | N. G. C. | C    | $p'_{vis}$ | $p'_{uv}$ |
|----------|------|------------|-----------|----------|------|------------|-----------|
| 6 543    | 0,39 | + 0,08     | — 0,28    | 7 009    | 0,46 | + 0,01     | .....     |
| 6 572    | 0,53 | — 0,02     | — 0,47    | 7 662    | 0,23 | — 0,22     | — 0,30    |
| 6 826    | 0,63 | + 0,57     | + 0,06    |          |      |            |           |

 IX) *Interprétation théorique des résultats :*

En peu d'années, la théorie du spectre continu des nébuleuses gazeuses a fait de remarquables progrès. On sait qu'une importante contribution au spectre nébulaire continu est apportée par les spectres de recombinaison de l'hydrogène sur les différents niveaux et par le spectre dû aux transitions entre états libres. C'est CILLIÉ [41] qui, dès 1932, a donné une forme quantitative à cette théorie des spectres continus de l'hydrogène. Puis, en 1951, SPITZER et GREENSTEIN [42] ont, à partir des calculs de BREIT et TELLER [43], repris la théorie du spectre continu des nébuleuses gazeuses, en tenant compte d'un fait nouveau : l'émission de paires de photons à partir du niveau métastable  $2s$  de l'hydrogène. Enfin, en 1954, SEATON [44] a montré que l'émission des paires de photons était moins importante que ne l'avait d'abord prévu la théorie de SPITZER et GREENSTEIN, car il convenait de tenir compte de la désexcitation du niveau  $2s$  par chocs électroniques et protoniques.

Après un rapide aperçu de ces théories, je montrerai comment, dans ses ultimes perfectionnements, la théorie du spectre continu des nébuleuses gazeuses s'accorde remarquablement avec les résultats expérimentaux de la présente étude et comment ces résultats ont permis à SEATON de mener à bien son étude théorique.

 A) *La théorie de CILLIÉ :*

CILLIÉ [41] montre que l'énergie émise par le spectre continu de recombinaison de rang  $m$  est, avec ses notations :

$$(III, 15) \quad J_m(\nu) = A \cdot \frac{1}{m^3} e^{(\chi_m - h\nu)/kT_e}$$

$A$  est une constante indépendante de  $\nu$  et égale à

$$(III, 16) \quad A = N_e \cdot N_i \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{3/2}} \cdot \frac{\varepsilon^{10}}{\mu^2 c^3 \hbar^2} \left( \frac{\mu}{kT_e} \right)^{3/2}.$$

L'énergie émise par le spectre continu dû aux transitions entre états libres est de même :

$$(III, 17) \quad J'(\nu) = B \cdot e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$$

B est une constante indépendante de  $\nu$  et égale à

$$(III, 18) \quad B = N_e N_i \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{3/2}} \frac{\varepsilon^6}{c^3 \mu^2} \left( \frac{\mu}{k T_e} \right)^{1/2}.$$

$N_e$  est le nombre d'électrons par  $\text{cm}^3$ .

$N_i$  est le nombre de protons par  $\text{cm}^3$ .

$\mu$  est la masse de l'électron.

$\varepsilon$  est la charge de l'électron.

$c$  est la vitesse de la lumière.

$h$  et  $k$  sont les constantes de PLANCK et de BOLTZMANN.

$\chi_m$  est le  $m$  ème potentiel d'ionisation de l'hydrogène.

$T_e$  est la température électronique.

La discontinuité de BALMER a pour grandeur :

$$(III, 19) \quad D = \log_{10} \frac{\sum_2^{\infty} J_m(\nu_0) + J'(\nu_0)}{\sum_3^{\infty} J_m(\nu_0) + J'(\nu_0)}$$

avec  $\nu_0$  égal à la valeur de la fréquence pour  $\nu = 3\,647 \text{ \AA}$ .

Utilisant ces formules théoriques, BARBIER a calculé la grandeur de la discontinuité de BALMER pour diverses valeurs de la température électronique,  $T_e$  [22]. Ces résultats sont reproduits dans le tableau XVII.

TABLEAU XVII

DISCONTINUITÉ DE BALMER POUR DIVERSES VALEURS DE  $T_e$  (THÉORIE DE CILLIÉ)

| $T_e$ | 10 000 | 15 000 | 20 000 | 25 000 | 30 000 | 35 000 | 40 000 |
|-------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| D     | 1,31   | 0,93   | 0,72   | 0,60   | 0,51   | 0,44   | 0,38   |

Par ailleurs, on a théoriquement :

$$(III, 20) \quad \begin{aligned} \log F_N &= \log \left[ \sum_3^{\infty} J_m(\nu) + J'(\nu) \right] \text{ pour } \lambda > 3\,647 \text{ \AA} \\ \log F_N &= \log \left[ \sum_2^{\infty} J_m(\nu) + J'(\nu) \right] \text{ pour } \lambda < 3\,647 \text{ \AA} \end{aligned}$$

Dans les deux cas, l'expression entre crochets peut s'écrire :

$$e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \cdot Cte$$

la constante étant indépendante de  $\nu$ . Il vient donc :

$$(III, 21) \quad \frac{d \log F_N}{d\nu} = \frac{d \log e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{d\nu} = -\frac{h}{kT_e} \cdot \log e$$

mais  $\nu = c/\lambda$  et  $d\nu = c.d(1/\lambda)$  ; enfin :

$$(III,22) \quad \frac{d \log F_N}{d(1/\lambda)} = - \frac{h \cdot c}{kT_e} \cdot \log e = - \frac{14\,320}{T_e} \cdot \log e.$$

Ainsi, dans cette théorie, les droites des régions visible et ultraviolette sont donc parallèles et leur pente est  $-\frac{14\,320}{T_e} \cdot \log e$ .

De la valeur de la pente, on déduit immédiatement la valeur de la température électronique  $T_e$ .

#### B) La théorie de SPITZER et GREENSTEIN :

SPITZER et GREENSTEIN [42] ont établi une théorie du spectre continu des nébuleuses gazeuses en considérant l'émission de paires de photons à partir du niveau métastable  $2s$  de l'hydrogène. Le niveau  $2$  de l'hydrogène est double : les deux niveaux sont désignés par  $2p$  et  $2s$ . Le passage du niveau  $2p$  au niveau  $1s$  correspond à l'émission de la raie  $L_\alpha$  ; mais la transition du niveau  $2s$  au niveau  $1s$  est interdite. Par contre, on peut penser que les atomes au niveau  $2s$  peuvent perdre spontanément leur énergie en émettant deux photons simultanés. La différence entre les deux niveaux  $2p$  et  $2s$  est, en nombre d'onde, de  $0,365 \text{ cm}^{-1}$ . Les nombres d'onde  $n_1$  et  $n_2$  des deux photons émis ont évidemment une somme constante, exprimée par l'équation suivante :

$$(III,23) \quad n_1 + n_2 = n(L_\alpha) + 0,365 \text{ cm}^{-1}.$$

Ces nombres d'onde  $n_1$  et  $n_2$  varient donc continûment et peuvent prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et  $n(L_\alpha) + 0,365 \text{ cm}^{-1}$ . Il en résulte l'existence d'un spectre continu adjacent à la raie  $L_\alpha$  et situé du côté des grandes longueurs d'onde. Ce spectre sera désigné par la suite sous le nom de continuum  $2q$  [45].

Les résultats de la théorie de SPITZER et GREENSTEIN montrent que la contribution du continuum  $2q$  à la formation du spectre continu global de la nébuleuse est loin d'être négligeable. Ces auteurs établissent que l'intensité du continuum  $2q$  est proportionnelle à la quantité

$$(III,24) \quad X = 0,32/(1 + W \cdot N_e/A_{2q})$$

$W N_e$  est la probabilité de désexcitation par chocs du niveau  $2s$  et  $A_{2q}$  est la probabilité totale de la transition  $2s \rightarrow 1s$ . Adoptant la valeur de  $W$  calculée par BREIT et TELLER [43] et les densités électroniques  $N_e$  admises à cette époque, SPITZER et GREENSTEIN concluent à une valeur négligeable de  $W \cdot N_e$  et l'équation (III,24) se réduit à

$$(III,25) \quad X = 0,32.$$

C'est à l'aide de cette quantité 0,32 que SPITZER et GREENSTEIN développent

numériquement la théorie : ils fournissent les résultats pour plusieurs valeurs de la température réduite

(III,26)

$$\theta = 5\,040/T_e$$

en donnant les valeurs de  $\log F_N$  en fonction de  $n = 1/\lambda$ . Les courbes représentatives de ces fonctions sont également données. L'examen de ces courbes conduit immédiatement aux remarques suivantes :

1) Les intervalles spectraux étudiés ici sont très petits par rapport à ceux de l'étude théorique de SPITZER et GREENSTEIN. Pour ces petits intervalles, il est toujours possible de confondre les portions de courbes théoriques correspondantes avec des segments de droite.

2) Le segment de droite représentant la partie visible du spectre est de pente nulle ;  $F_N$  est pratiquement constant dans tout cet intervalle.

De ces données théoriques, on peut déduire, en fonction de  $T_e$ , les valeurs des  $D$  et des  $p_{uv}$  ( $p_{vis}$  est toujours nulle). Le tableau XVIII fournit ces résultats :

TABLEAU XVIII

VALEURS DE  $D$  ET DE  $p_{uv}$  POUR DIVERSES VALEURS DE  $T_e$  (THÉORIE DE SPITZER ET GREENSTEIN)

| $\theta$ | 0,35    | 0,50    | 0,70    | 1,00    |
|----------|---------|---------|---------|---------|
| —        | —       | —       | —       | —       |
| $T_e$    | 14 400  | 10 080  | 7 200   | 5 040   |
| $D$      | 0,66    | 0,78    | 0,86    | 1,00    |
| $p_{uv}$ | — 0,363 | — 0,507 | — 0,725 | — 1,020 |

C) *La désexcitation par chocs du niveau métastable 2s. La théorie de SEATON :*

SEATON [44] a repris la théorie du continuum  $2q$  en y étudiant le rôle de la désexcitation par chocs du niveau  $2s$ . Déjà, en 1952, PURCEL [46] montra que les chocs protoniques étaient plus importants que les chocs électroniques et SEATON a été amené à une étude détaillée de mécanique quantique de la transition  $2s \rightarrow 2p$  par chocs électroniques et protoniques. Dans l'équation (III,24), la quantité  $W \cdot N_e$  n'est plus négligeable et SEATON trouve :

$$(III,27) \quad \begin{aligned} W &= 5,3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad \text{pour } T_e = 10.000^\circ \\ W &= 4,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad \text{pour } T_e = 20.000^\circ \end{aligned}$$

En adoptant une valeur moyenne de  $W$ , l'équation (III,24) devient :

$$(III,28) \quad X = 0,32 / (1 + 0,6 \cdot 10^{-4} \cdot N_e)$$

avec  $N_e$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

Dès lors, SEATON adopte pour les 5 nébuleuses que j'ai étudiées des valeurs de  $T_e$  et  $N_e$  de diverses provenances et communément admises. Il calcule alors les

valeurs théoriques de  $D$ ,  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$ . Toutefois, pour bien mettre en évidence le résultat nouveau de sa théorie, il donne trois valeurs de  $D$  :

1)  $D_X$ , calculé avec la valeur  $X$  de (III,28). Dans ce cas, on tient compte à la fois de l'émission du continuum  $2q$  et de la désexcitation par chocs du niveau 2 s.

2)  $D_0$ , calculé avec la valeur  $X = 0$ . on néglige alors l'émission du continuum  $2q$ , comme dans la théorie de CILLIÉ.

3)  $D_{0,32}$ , calculé avec la valeur  $X = 0,32$ . C'est le cas de la théorie de SPIZTER et GREENSTEIN.

Le tableau XIX fournit les résultats ; il indique successivement : la nébuleuse, les valeurs de  $T_e$  et  $N_e$  adoptées par SEATON, les valeurs de  $D$  observées, extraites du tableau XV telles qu'elles résultent de mes mesures, les valeurs théoriques calculées par SEATON,  $D_X$ ,  $D_0$ ,  $D_{0,32}$ , les valeurs des pentes  $p'_{vis}$  et  $p'_{uv}$  (corrigées du rougissement) que j'ai observées, extraites du tableau XVI et les valeurs calculées de ces pentes,  $p_{vis}$  et  $p_{uv}$ .

TABLEAU XIX

COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC LA THÉORIE DE SEATON

| N. G. C. | $10^{-1} \cdot T_e$ | $10^{-1} \cdot N_e$ | D(obs) | $D_X$ | $D_0$ | $D_{0,32}$ |
|----------|---------------------|---------------------|--------|-------|-------|------------|
| 6 543    | 1,0                 | 3                   | 0,98   | 0,95  | 1,26  | 0,70       |
| 6 572    | 1,3                 | 5                   | 0,79   | 0,84  | 1,00  | 0,59       |
| 6 826    | 1 1                 | 5                   | 0,61   | 0,89  | 1,15  | 0,66       |
| 7 009    | 1,4                 | 3                   | 0,82   | 0,73  | 0,90  | 0,56       |
| 7 662    | 1,3                 | 5                   | 0,81   | 0,79  | 0,90  | 0,59       |

| N. G. C. | $p'_{vis}$ (obs) | $p_{vis}$ (cal) | $p'_{uv}$ (obs) | $p_{uv}$ (cal) |
|----------|------------------|-----------------|-----------------|----------------|
| 6 543    | + 0,08           | — 0,19          | — 0,28          | — 0,57         |
| 6 572    | — 0,02           | — 0,26          | — 0,47          | — 0,45         |
| 6 826    | + 0,57           | — 0,20          | + 0,06          | — 0,52         |
| 7 009    | + 0,01           | — 0,22          | .....           | — 0,40         |
| 7 662    | — 0,22           | — 0,31          | — 0,30          | — 0,45         |

*Remarques* : SEATON a tenu compte du spectre de recombinaison de l'hélium ; c'est la raison pour laquelle les valeurs calculées de  $D$  diffèrent pour N. G. C. 6 572 et N. G. C. 7 662 qui ont pourtant ici mêmes température et densité électroniques.

SEATON n'a pas envisagé les calculs précédents sur N. G. C. 6 720 à cause du manque de données sur la densité électronique de cette nébuleuse.

L'accord entre les valeurs théoriques calculées par SEATON et les résultats que

j'ai obtenus dans la présente étude est tout à fait remarquable en ce qui concerne la discontinuité de BALMER, D. L'accord est évidemment moins bon pour les valeurs des pentes puisque ces dernières sont mesurées avec beaucoup moins de précision que les discontinuités de BALMER.

Le seul cas aberrant est celui de N. G. C. 6 826. DUNCAN [34] a montré que cette nébuleuse était entourée d'une enveloppe faible et étendue. Ce serait, d'après SEATON [44], une enveloppe d'hydrogène *neutre*, rendue visible seulement par émission du continuum  $2q$ . (Conversion des quanta  $L_\alpha$  en quanta  $2q$ .) On peut admettre d'une manière générale que toutes les nébuleuses sont entourées d'hydrogène neutre mais le phénomène prend une importance exceptionnelle dans le cas d'une nébuleuse comme N. G. C. 6 826, suffisante pour qu'il soit décelé par la photographie. STRÖMGREN [47] a étudié l'ionisation de l'hydrogène au voisinage des étoiles chaudes ; il a montré l'existence d'une distance critique au delà de laquelle l'hydrogène reste à l'état neutre. PAGE et GREENSTEIN [48] ont montré, malgré l'objection de principe de GOURZADIAN [49], que la partie visible des nébuleuses planétaires était un cas particulier de la sphère d'ionisation de STROMGREN.

Ainsi le contour abrupt des nébuleuses planétaires ne correspondrait pas à une discontinuité dans la répartition de la matière gazeuse mais à la séparation entre les régions HII et HI. Dans la plupart des cas, cette région HI a une densité si faible que l'émission du continuum  $2q$  ne s'y décèle pas, même avec de longues poses et l'enveloppe HI reste invisible : elle ne perturbe alors d'une manière appréciable ni le décrétement de BALMER, ni le spectre continu émis par la nébuleuse proprement dite. Au contraire, dans quelques cas, comme celui de N. G. C. 6 826, l'enveloppe est visible, ce qui traduit l'importance du continuum  $2q$  qui y est émis et par là-même la forte densité de l'enveloppe, susceptible alors de perturber le décrétement de BALMER ou le spectre continu observés.

Cette superposition, au spectre continu de la nébuleuse proprement dite, du continuum  $2q$  de l'enveloppe HI a pour effet notamment de diminuer la grandeur de la discontinuité de BALMER. C'est bien ce que l'on observe pour N. G. C. 6 826. Je rappelle que j'ai trouvé également pour cette nébuleuse une valeur irrégulière du décrétement de BALMER.

En conclusion, les résultats des mesures que j'ai effectuées sur les spectres continus des nébuleuses gazeuses ont permis à SEATON de justifier l'hypothèse de la désexcitation par chocs du niveau  $2s$  et de perfectionner la théorie du continuum  $2q$ .

### X) *Récapitulation générale des résultats :*

Il convient maintenant de comparer entre elles les différentes températures électroniques obtenues au cours de cette étude. Le tableau XX présente cette récapitulation : pour les 5 nébuleuses communément étudiées dans la deuxième et

la troisième partie, il donne les températures électroniques suivantes :  $T_e$  (OIII) déduites de l'intensité des raies de [OIII] (2<sup>e</sup> partie, tableau V),  $T_e$  (SEATON) déduites de la théorie de SEATON (3<sup>e</sup> partie, tableau XIX)  $T_e$  (CILLIÉ) et  $T_e$  (SPITZER et GREENSTEIN) calculées, dans les théories respectives de ces auteurs, à l'aide des valeurs de D observées et données par les tableaux XVII et XVIII.

TABLEAU XX  
RÉCAPITULATION GÉNÉRALE DES RÉSULTATS

| N. G. C.                      | 6 543  | 6 572  | 6 826  | 7 009  | 7 662  |
|-------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $T_e$ (OIII)                  | 8 000  | 15 000 | 11 000 | 15 000 | 27 000 |
| $T_e$ (SEATON)                | 10 000 | 13 000 | 11 000 | 14 000 | 13 000 |
| $T_e$ (CILLIÉ)                | 14 000 | 18 000 | 24 500 | 17 500 | 17 500 |
| $T_e$ (SPITZER et GREENSTEIN) | 5 200  | 9 000  | 16 300 | 8 100  | 8 400  |

Les théories incomplètes de CILLIÉ et de SPITZER et GREENSTEIN conduisent à des températures électroniques respectivement trop élevées et trop basses. La théorie de SEATON fournit des résultats en accord satisfaisant, sauf pour N. G. C. 7 662, avec ceux déduits des intensités des raies de [OIII]. (Je rappelle que l'erreur absolue sur la mesure de  $T_e$  est de  $\pm 2\,000^\circ$ ).

Le désaccord pour N. G. C. 7 662 ne prouve pas du tout que la valeur de  $27\,000^\circ$  soit aberrante : SEATON adopte en effet pour cette nébuleuse la même température électronique que pour N. G. C. 6 572, ce qui est certainement inexact. Ces deux nébuleuses ont des excitations très différentes et la simple comparaison des enregistrements microphotométriques montre, même qualitativement, que la température électronique de N. G. C. 7 662 est beaucoup plus élevée que celle de N. G. C. 6 572. Si l'on adopte pour cette dernière la valeur  $13\,000^\circ$ , valeur d'ailleurs très vraisemblable, alors la température électronique de N. G. C. 7 662 est certainement supérieure à  $20\,000^\circ$ . Il faut donc penser que, dans le cas de cette nébuleuse, l'exactitude du résultat du calcul de  $D_x$  est fortuite.

Il apparaît donc que, dans l'ensemble, les déterminations des températures électroniques déduites des discontinuités de BALMER confirment celles des températures électroniques déduites des intensités des raies de [OIII].

## CONCLUSION

Les conclusions les plus saillantes que j'ai mises en évidence dans la présente étude sont :

1) L'échelonnement des températures électroniques entre  $8\,000$  et  $27\,000^\circ$  et l'existence d'une corrélation entre la température électronique et le degré d'ionisation de la nébuleuse, caractérisé par les intensités relatives de HeII et HeI.

Cet échelonnement est confirmé dans l'ensemble par l'étude du spectre continu.

2) A côté de la forte discontinuité de BALMER, l'existence d'une très faible discontinuité de fond continu, à 3450 Å, due sans doute à la recombinaison des atomes d'hélium neutre sur le niveau  $2q$  (grandeur en logarithme : 0,03).

3) La confirmation du rôle de la désexcitation par chocs du niveau  $2s$  de l'hydrogène, dans l'émission du continuum  $2q$ .

4) La possibilité de la présence d'une enveloppe d'hydrogène neutre autour de certaines nébuleuses planétaires, susceptible de perturber le décréement ou la discontinuité de BALMER. Cette enveloppe serait rendue visible par émission du continuum  $2q$ .

L'intérêt qui s'attache à une étude systématique des facteurs qui conditionnent la physique des nébuleuses gazeuses est considérable. Tout progrès dans les recherches sur les nébuleuses gazeuses enrichit également notre connaissance de la matière interstellaire ; SPITZER [50] a montré notamment cette étroite dépendance entre les nébuleuses et la matière interstellaire. A ce sujet, les exceptions constatées au décréement et à la discontinuité de BALMER de certaines nébuleuses et expliquées par la présence d'une enveloppe d'hydrogène neutre sont du plus haut intérêt : ces nébuleuses à enveloppe sont susceptibles d'apporter une preuve expérimentale directe aux hypothèses de STRÖMGREN et de PAGE et GREENSTEIN sur l'existence d'une région HI enveloppant la nébuleuse elle-même, assimilée à la sphère HII de STRÖMGREN. Actuellement, l'explication de SEATON, qui voit en ces enveloppes des régions HI rendues visibles par émission du continuum  $2q$  est une hypothèse purement théorique ; elle est compatible avec la faible brillance de l'enveloppe et avec les valeurs exceptionnelles observées pour le décréement et la discontinuité de BALMER. Toutefois, la preuve expérimentale directe de cette hypothèse peut être apportée, en étudiant le spectre de l'enveloppe. Je me propose d'aborder cette intéressante étude le plus tôt possible. Il semble hors de doute aujourd'hui que le contour abrupt des nébuleuses planétaires n'est pas dû à la limite de la masse gazeuse, mais bien à la séparation entre la région d'hydrogène ionisé et celle d'hydrogène neutre et l'ensemble des recherches qui abordent cette question semblent s'accorder sur la conclusion que les nébuleuses galactiques sont des noyaux de matières gazeuses en expansion, qui alimentent en atomes épars l'espace interstellaire [51].

Les résultats que je viens de présenter sont essentiellement basés sur les mesures des intensités des raies de [OIII]. Mais il est possible, comme l'a montré SEATON [15], de calculer  $T_e$  à partir des intensités d'autres raies interdites. Ces mesures peuvent faire connaître également la densité électronique  $N_e$  ; cette dernière peut aussi être déduite de mesures absolues de l'intensité du spectre continu au voisinage de la discontinuité de BALMER.

Ces mesures sont délicates. Elles sont néanmoins possibles et pourront faire

l'objet d'une étude à venir orientée plus particulièrement vers la détermination des densités électroniques et des abondances relatives des éléments.

De toute manière, les déterminations des températures électroniques restent les données expérimentales de base, sans lesquelles aucune étude des facteurs caractéristiques de la physique des nébuleuses gazeuses n'est possible.

C'est grâce à de nombreux séjours d'observation à l'Observatoire de Haute Provence que j'ai pu mener à bien cette étude. Je remercie très vivement M. DUFAY, Directeur de l'Observatoire et M. FEHRENBACH, Directeur adjoint, de la bienveillance avec laquelle ils ont bien voulu m'accueillir et des facilités qu'ils m'ont toujours accordées au cours de mes missions.

Tout le travail de dépouillement des clichés a été effectué à l'Observatoire de Lyon et je tiens à exprimer ici mes sentiments de respectueuse reconnaissance à M. DUFAY, Directeur de l'Observatoire de Lyon, pour l'aide constante qu'il m'a apportée au cours de mon travail par ses conseils judicieux et par l'amabilité avec laquelle il a mis à ma disposition les instruments d'observation, d'enregistrements et de mesures des Observatoires de Lyon et de Haute-Provence. Ses encouragements ont été pour moi un secours précieux tout au long de ce travail de recherche.

Je désire exprimer aussi :

— ma reconnaissance à M. BARBIER, astronome à l'Observatoire de Paris, qui a bien voulu collaborer à ce travail en mettant à ma disposition son spectrographe à optique de quartz et en discutant avec moi les résultats relatifs au spectre continu et à la discontinuité de BALMER;

— mes sincères remerciements à M. DANJON, Directeur de l'Observatoire de Paris et à M. SCHATZMAN, Maître de recherches, qui m'ont donné de précieux conseils pour la présentation de mon travail, ainsi qu'à M. CHALONGE, astronome à l'Observatoire de Paris, qui a bien voulu m'autoriser à utiliser son microphotomètre enregistreur de l'Institut d'Astrophysique pour enregistrer les clichés de l'étude sur le spectre continu. Je remercie également M<sup>me</sup> et M<sup>lle</sup> DUVIGNAU et M. MAGUERY qui se sont chargés de ces enregistrements ;

— ma gratitude à M. SEATON qui a bien voulu me tenir au courant de ses importantes recherches et m'a aimablement autorisé à citer ses résultats avant leur parution. Je le remercie vivement pour les nombreuses explications supplémentaires qu'il m'a données au sujet de la théorie des nébuleuses gazeuses.

Je remercie également tout le personnel de l'Observatoire de Haute-Provence et, en particulier, M. MÉVOLHON, pour l'aide qu'il m'a apportée dans l'exécution des reproductions photographiques.

*Manuscrit reçu le 23 avril 1955.*

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] I. S. BOWEN, *Astrophysical Journal*, **81**, 1935, 1.
- [2] A. S. EDDINGTON, The internal constitution of the stars ; *Cambridge University Press*, 1926, 49.
- [3] H. ZANSTRA, *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory, Victoria*, **4**, 1931, 209.
- [4] J. DUFAY, *Nébuleuses galactiques et matière interstellaire* Albin MICHEL, Paris, 1954, 79.
- [5] J. G. BAKER et D. H. MENZEL, *Astrophysical Journal*, **88**, 1938, 52.
- [6] S. PASTERNAK, *Astrophysical Journal*, **92**, 1940, 129.
- [7] R. H. GARSTANG, a) *Monthly Notices*, **111**, 1951, 115.  
b) *Astrophysical Journal*, **115**, 1952, 506.
- [8] M. H. HEBB et D. H. MENZEL, *Astrophysical Journal*, **92**, 1940, 408.
- [9] D. H. MENZEL, L. H. ALLER, M. H. HEBB, *Astrophysical Journal*, **93**, 1941, 230.
- [10] D. BARBIER, *Annales d'Astrophysique*, **11**, 1948, 193.
- [11] D. R. BATES, A. FUNDAMINSKY, J. W. LEECH, H. S. MASSEY, *Philosophical Transactions*, Série A, **243**, 1950, 93.
- [12] M. J. SEATON, *Philosophical Transactions*, A, **245**, 1953, 469.
- [13] M. J. SEATON, *Proceedings of the Royal Society*, A, **218**, 1953, 400.
- [14] M. J. SEATON, *Proceedings of the Royal Society*, A (sous presse).
- [15] M. J. SEATON, *Monthly Notices*, **114**, 1954, 154.
- [16] H. H. PLASKETT, *Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, **4**, 1928, 121.
- [17] L. BERMAN, a) *Lick Observatory Bulletin*, **15**, 1930, 86.  
b) *Monthly Notices*, **96**, 1935, 890.
- [18] A. B. WYSE, *Astrophysical Journal*, **95**, 1942, 356.
- [19] L. H. ALLER, *Astrophysical Journal*, **93**, 1941, 236.
- [20] W. H. WRIGHT, *Lick Observatory Publications*, **13**, 1918, 193.
- [21] D. BARBIER et D. CHALONGE, *Annales d'Astrophysique*, **4**, 1941, 30.
- [22] D. BARBIER, *Annales d'Astrophysique*, **7**, 1944, 80.
- [23] W. M. H. GREAVES, *Monthly Notices*, **96**, 1936, 825.
- [24] H. ANDRILLAT, *Comptes-Rendus*, **231**, 1950, 1432.
- [25] W. LILLER et L.-H. ALLER, *Astrophysical Journal*, **120**, 1954, 48.
- [26] J. DUFAY, *Annales de Géophysique*, (sous presse).
- [27] J. STEBBINS et A. E. WHITFORD, *Astrophysical Journal*, **98**, 1943, 20.
- [28] A. DANJON, *Astronomie Générale*, Sennac, Paris, 1952-53, 148.
- [29] L. H. ALLER, *Astrophysical Journal*, **113**, 1951, 125.
- [30] L. H. ALLER, *Astrophysical Journal*, **118**, 1953, 547.
- [31] L. H. ALLER et R. MINKOWSKI, *Astrophysical Journal*, **120**, 1954, 401.
- [32] *Sky and Telescope*, a) **9**, 1950, n° 4, 79.  
b) **9**, 1950 n° 10, 243.
- [33] Catalogue Becvâr, Atlas Coeli Catalogue 1950, 0 ; Prague, 1951.
- [34] J. C. DUNCAN, *P. A. S. P.*, **8**, 1936, 241.
- [35] T. L. PAGE, *Monthly Notices*, **96**, 1936, 604.
- [36] R. MINKOWSKI, *P. A. S. P.*, **65**, 1953, 161.
- [37] D. BARBIER et H. ANDRILLAT, *Comptes Rendus*, **238**, 1954, 1099.
- [38] A. ARNULF, *Annales d'Astrophysique*, **6**, 1943, 21.

- [39] A. ARNULF et B. LYOT, Réunions de l'Institut d'optique — 6<sup>e</sup> année 1936, 6<sup>e</sup> réunion, 31.
- [40] M. J. SEATON, *Monthly Notices*, sous presse, 1955.
- [41] G. G. GILLIÉ, *Monthly Notices*, a) **92**, 1932, 820.  
b) **96**, 1936, 771.
- [42] L. JR. SPITZER et J. L. GREENSTEIN, *Astrophysical Journal*, **114**, 1951, 407.
- [43] G. BREIT et E. TELLER, *Astrophysical Journal*, **91**, 1940, 215.
- [44] M. J. SEATON, *Annales d'Astrophysique*, **17**, 1954, 296.
- [45] J. DUFAY, *Nébuleuses galactiques et matière interstellaire*, Albin MICHEL ; Paris, 1954, 108 à 111.
- [46] E. M. PURCELL, *Astrophysical Journal*, **116**, 1952, 457.
- [47] B. STROMGREN, *Astrophysical Journal*, a) **89**, 1939, 526.  
b) **108**, 1948, 242.
- [48] T. L. PAGE et J. L. GREENSTEIN, *Astrophysical Journal*, **114**, 1951, 98.
- [49] G. GOURZADIAN, *J.A. U. R. S. S.*, **29**, 1952, 111.
- [50] L. JR. SPITZER, *Astrophysical Journal*, a) **107**, 1948, 6.  
b) **109**, 1949, 337.
- [51] J. DUFAY, *Nébuleuses galactiques et matière interstellaire*, Albin MICHEL, Paris 1954, 130 à 133.



# TABLE DES MATIÈRES

|                    |   |
|--------------------|---|
| SOMMAIRE . . . . . | 1 |
|--------------------|---|

## PREMIÈRE PARTIE

### GÉNÉRALITÉS ET DONNÉES THÉORIQUES

|                                                                                                                                              |   |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|
| I. Émission des raies permises et des raies interdites dans les spectres des nébuleuses gazeuses. . . . .                                    | 3 |
| II. Développements théoriques : . . . . .                                                                                                    |   |
| A) Le décrétement de BALMER . . . . .                                                                                                        | 3 |
| B) L'excitation des raies interdites. Les relations de SEATON entre $T_e$ , $N_e$ et les rapports d'intensités des raies interdites. . . . . | 4 |
| III. Remarques fondamentales . . . . .                                                                                                       | 5 |

## DEUXIÈME PARTIE

### LES TEMPÉRATURES ÉLECTRONIQUES DES NÉBULEUSES PLANÉTAIRES DÉDUITES DES INTENSITÉS DES RAIES DE [OIII]

|                                                                                                                                      |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| I. État de la question au début des recherches . . . . .                                                                             | 7  |
| II. Les observations. Enregistrements et mesures . . . . .                                                                           | 8  |
| III. Les difficultés du problème : . . . . .                                                                                         |    |
| A) L'élargissement des spectres stellaires. . . . .                                                                                  | 13 |
| B) La mesure des grands rapports d'intensités . . . . .                                                                              | 13 |
| IV. La méthode des diagrammes . . . . .                                                                                              | 14 |
| A) L'étalonnage des diagrammes . . . . .                                                                                             | 14 |
| B) Les inconvénients et l'intérêt de la méthode . . . . .                                                                            | 14 |
| C) Les résultats. L'échelonnement des températures électroniques. . . . .                                                            | 15 |
| V. La méthode des raies de l'hydrogène . . . . .                                                                                     | 17 |
| Les résultats . . . . .                                                                                                              | 19 |
| VI. Discussion des causes d'erreurs . . . . .                                                                                        | 19 |
| A) L'absorption atmosphérique . . . . .                                                                                              | 20 |
| B) L'absorption interstellaire . . . . .                                                                                             | 21 |
| C) La dispersion atmosphérique . . . . .                                                                                             | 21 |
| D) La chute de sensibilité des plaques vers 5 000 Å. . . . .                                                                         | 22 |
| E) L'erreur sur la valeur de la fonction $\varphi$ de l'étoile de comparaison et sa contribution à l'erreur sur $T_e$ . . . . .      | 22 |
| VII. Précision interne des mesures et précision sur les températures électroniques. . . . .                                          | 22 |
| VIII. Comparaison des résultats avec ceux d'autres auteurs. . . . .                                                                  | 24 |
| A) Le rapport $I(H_\gamma)/I(4\ 363)$ . . . . .                                                                                      | 24 |
| B) Le rapport $I(4\ 959 + 5\ 007)/I(4\ 861)$ . . . . .                                                                               | 25 |
| IX. Comparaison des résultats fournis par les deux méthodes : méthode des diaphragmes et méthodes des raies de l'hydrogène . . . . . | 28 |

|                                                                                                   |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| X. Les intensités des raies de l'hydrogène et de l'hélium et de la raie de [OIII] à 5 007 Å . . . | 29 |
| Discussion : A) Le rapport $I(5\ 007)/I(4\ 959)$ . . . . .                                        | 30 |
| B) Le rapport $I(H_{\beta})/I(H_{\gamma})$ . . . . .                                              | 30 |
| C) L'intensité des raies de l'hélium. . . . .                                                     | 32 |

## TROISIÈME PARTIE

## SPECTRES CONTINUS ET DISCONTINUITÉ DE BALMER DES NÉBULEUSES GAZEUSES

|                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------|----|
| I. Introduction . . . . .                                                        | 34 |
| II. Les observations . . . . .                                                   | 34 |
| III. Enregistrements et mesures. . . . .                                         | 36 |
| IV. Renseignements relatifs aux clichés étudiés . . . . .                        | 38 |
| V. Les résultats . . . . .                                                       | 39 |
| VI. Erreurs probables et erreurs d'ordre instrumental. . . . .                   | 41 |
| VII. Les autres causes d'erreurs accidentelles . . . . .                         | 43 |
| A) La dispersion et l'absorption atmosphérique . . . . .                         | 43 |
| B) L'erreur sur la fonction $\varphi_*$ de l'étoile de comparaison. . . . .      | 43 |
| VIII. Le rôle de l'absorption interstellaire . . . . .                           | 44 |
| IX. Interprétation théorique des résultats. . . . .                              | 45 |
| A) La théorie de CILLIÉ . . . . .                                                | 45 |
| B) La théorie de SPITZER et GREENSTEIN . . . . .                                 | 47 |
| C) La désexcitation par chocs du niveau métastable 2s. La théorie de SEATON. . . | 48 |
| X. Récapitulation générale des résultats . . . . .                               | 50 |
| CONCLUSION . . . . .                                                             | 51 |
| BIBLIOGRAPHIE . . . . .                                                          | 54 |

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La Parallaxe Solaire

*Vu et approuvé :*

Paris, le 29 mars 1955.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES.

Signé : J. PÉRÈS

*Vu et permis d'imprimer :*

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,  
LE VICE-PRÉSIDENT DU CONSEIL DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

Signé : S. DAVRY.





